RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE MINISTÉRE DE L'ENSEINEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

FACULTÉ DES SCIENCES APLIQUEES DÉPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE



MIMOIRE DE FIN D'ETUDES

Pour l'obtention du diplôme de master

Domaine: Science et Technologie

Filière: Electrotechnique

Spécialité : Réseaux électriques

THÉME

ETUDE D'UNE DECHARGE A BARRIERE DIELECTRIQUE EN POLARITE POSITIVE

Préparé par :

SEDJET Fethi

Devant le jury:

Nom et PrénomGardeQualitéMr :HABRI KhaledMAAPrésidentMme : BELHACEL KheiraMAAExaminateurMme : BEKAOUAL YaminaMAAEncadreur

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE MINISTÉRE DE L'ENSEINEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

FACULTÉ DES SCIENCES APLIQUEES DÉPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE



MIMOIRE DE FIN D'ETUDES

Pour l'obtention du diplôme de master

Domaine: Science et Technologie

Filière: Electrotechnique

Spécialité : Réseaux électriques

THÉME

ETUDE D'UNE DECHARGE A BARRIERE DIELECTRIQUE EN POLARITE POSITIVE

Préparé par :

SEDJET Fethi

Devant le jury:

Nom et PrénomGardeQualitéMr :HABRI KhaledMAAPrésidentMme : BELHACEL KheiraMAAExaminateurMme : BEKAOUAL YaminaMAAEncadreur

Remerciement

En premier lieu, nous remercions **DIEU** quinous a procuré ce succès. Nous tenons à remercier nos chers parents et familles, et bien avant tout, trouvent ici l'expression de nos remerciements les plus profonds en reconnaissance de leurs sacrifices, aides, soutien et encouragementafin de nous assurer cette formation dans les meilleures conditions.

Nous tenons à remercier vivement notre encadreur « Yamina BEKAOUAL » pour ses conseils précieux et pour toutes les commodités et aisances qu'elle nous nous a apportées durant l'étude et la réalisation de ce mémoire.

Nos remercîments les plus vifs s'adressent à: monsieur le président et les membres de jury d'avoir accepté d'examiner et d'évaluer notre travail.

Et en fin, Sans omettre bien sûr de remercier profondément tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation du présent travail.



Table de matière

Introduction générale

Chapitre I :Généralités sur les plasma et les décharges électriques

I.1 Introduction	1
I.2 Aspect historique	1
I.3 Généralités sur les plasmas	2
I.3.1 Les plasmas	2
I.4.Phénomènes de collision	4
I.5. Paramètres physiques d'un plasma	6
I.5.1.Libre parcours moyen	6
I.5.2.Longueur de Debye.	7
I.5.3.Densité électronique	7
I.5.4.Taux d'ionisation	7
I.5.5. Fréquence du plasma	7
I.5.6. Température du plasma	7
I .6 Les avalanches	8
I.6.1. Première avalanche électronique	8
I. 6.2 De l'avalanche primaire au streamer : formation d'avalanches secondaires	. 10
1.7. Claquage de Townsend	. 11
I.8. Claquage par streamer	. 11
I.9. Loi de Paschen	. 12
I .10. Les régimes de décharges	. 13
I.10.1 Décharge obscure	. 15
I.10.2 Décharge luminescente	. 15
I.10.3 Arc	. 16
I .11. Principe de fonctionnement d'une décharge à barrière diélectrique	. 16
I .12. Géométries d'une décharge à barrière diélectrique (DBD)	. 17
I.12.1 plan-plan	. 17

I.12.2. cylindriques	18
I .13. Les types de configuration de décharge àbarrière diélectrique	18
I .13.1 La décharge à barrière diélectrique volumique	18
I.13.2 La décharge à barrière diélectrique surfacique	19
I.13.3 La décharge à barrière diélectrique coplanaires	19
I.14 Applications des décharges à barrière diélectrique dans l'industrie	20
I.14.1 Lampes À excimeres	20
I.14.2 Ecrans À Plasma	21
I.14.3 Génération Industrielle d'ozone	21
I.14.4 Contrôle de pollution	22
I.14.5 Laser CO ₂ à décharge silencieuse	22
I.14.6 Catalyseur	22
I.14.7 Traitement de surface	23
I.14.8 La stérilisation	23
I.15 -Conclusion	24
Chapitre II : Modèles mathématiques	
II .1 Introduction	25
II .2 Définitions	25
II.2.1 Le logiciel Comsol	25
II.3 Fonction de distribution	
II.3.1.Equation de Boltzmann	26
II.3.2.L'équation de Poisson	28
II.3.3.Grandeurs moyennes	29
II.4.Modèles physiques	29
II.4.1.Modèle électrique auto cohérent	29
II.4.2. Modèles cinétiques (approche microscopique)	30
II.4.3.Modèle fluide (approche macroscopique)	
II.4.3.1. Équation de continuité	31
II.4.3.2. Les équation de transfert de quantité de mouvement	
II.4.3.3.Equation d'énergie	

II.4.3.4. Approximation du champ local	32
II.4.3.5. Modèle fluide à deux moments	34
II.4.4.Modèles de dérive diffusion	35
II.4.5.Modèle hybride	36
II.5. Conclusion	37
Chapitre IIIRésultats et discussions	
II I.1 Introduction	38
III.2.Les méthodes numériques utilisées	38
III.2.1 la méthode des éléments finis	38
III.3. Données de base utilisées dans la simulation	40
III.3.1.Coefficients caractéristiques	40
III.3.1.1. Mobilité	40
III.3.1.2. Coefficients de diffusion	41
III.4. Chimie du plasma	42
III.5.Configuration d'électrodes utilisées	42
III.6. Analyse du problème	42
III.6.1 Choix du modèle	43
III.6.2 Choix du type d'éléments	43
III.6.3 Choix du maillage	43
III.6.4 Hypothèses de comportement	43
III.6.5 Exécution du calcul.	43
III.6.6 Exploitation des résultats	44
III.7. Présentation des résultats de simulation	44
III.7.1. Les étapes de l'ionisation du gaz (Ar)	44
III.7.2. Etude paramétrique d'une décharge à barrière diélectrique dans l'argon	47
III.7.2.1 L'influence de la tension appliquée	47
III.7.2.2 Influence de la permittivité du diélectrique	48
III.7.2.3 Influence de l'épaisseur du diélectrique III.8 Conclusion	
Conclusion générale	

Liste de figure

$\mathbf{N^0}$	Titre de figure	Page
	CHAPITRE I	
Figure (I.1)	Diagramme des principaux changements d'état de la matière	3
Figure (I.2)	Multiplication des électrons par avalanche életronique.	8
Figure (I.3)	Les électrons créés accélérés par le champ électrique	9
Figure (I.4)	La charge d'espace forme un dipôle qui renforce localement le champ appliqué	9
Figure (I.5)	La distorsion du champ en tête du streamer accélère les électrons vers la tête. Les nouveaux électrons sont produits par photo ionisation	10
Figure (I.6)	Mécanisme de claquage type streamer	12
Figure (I.7)	Courbe de Paschen pour différents gaz	13
Figure (I.8)	Décharge continue : électrodes parallèles	13
Figure (I.9)	Caractéristique courant tension d'un gaz en régime DC à pression réduite	14
Figure (I.10)	Exemple de configuration de DBD avec deux diélectriques solides	17
Figure (I.11)	Quelques géométries de dispositifs de décharge à barrière diélectrique	18
Figure (I.12)	: La décharge à barrière diélectrique volumique	19
Figure (I.13)	: La décharge à barrière diélectrique surfacique	19
Figure (I.14)	Lampe plane sans mercure	20
Figure (I.15)	Schéma de principe d'un ozoniseur dans le traitement de l'eau	22
Figure (I.16)	Utilisation d'une DBD dans les traitements surfaciques de plastiques	23
	CHAPITER III	
Figure (III.1)	Etapes de déroulement d'une étude sous Comsol Multiphysics	39
Figure (III-2)	Géométrie utilisée	42
Figure (III-3)	Maillage structuré à proximité de l'électrode	43
Figure (III-4)	Evolution de l'ionisation du gaz pour $t = 0$ s	44
Figure (III-5)	Evolution de l'ionisation du gaz pour $t = 2e^{-10}s$	45
Figure (III-6)	Evolution de l'ionisation du gaz pour $t = 1e^{-9}s$	45
Figure (III-7)	Evolution de l'ionisation du gaz pour $t = 2e^{-9}s$	46
Figure (III-8)	Evolution de l'ionisation du gaz pour $t = 6.5e^{-8}s$	46
Figure (III .9)	Variation du courant en fonction du temps pour différentes valeurs de	47
	la tension appliquée.	
Figure (III-10)	Variations de courante en fonction du temps pour différentes valeur	48

Figure (III-11) Variation du courant pour différentes valeurs de l'épaisseur du diélectrique

Liste de Tableau

N^0	Titre de tableau	Pages
	CHAPITER III	
Tableau III-1	conditions utilisées dans la simulation	40
Tableau III-2	Tableau de collisions et réactions.	42

Introduction Générale

Introduction générale

Depuis quelques années, la communauté scientifique s'intéresse de plus en plus aux technologies basées sur les plasmas réactifs hors équilibre générés par des décharges électriques dans l'air à la pression atmosphérique. En effet, ces technologies présentent divers avantages comparés à d'autres procédés plasma à plus basse pression ou de type thermique. Elles sont également moins consommatrices d'énergie électrique en comparaison d'un réacteur à plasma thermique. Les développements récents des dispositifs plasma à décharge à barrière diélectrique et leur vulgarisation auprès du grand public, par exemple sur les écrans plasmas, traitement des eaux les ont rendus populaires, et pourtant les premières expériences sur ce type particulier de décharges datent de plus d'un siècle avec les travaux de «Siemens».

Unedécharge à barrière diélectrique est composée d'une multitude de micro-décharges s'établissant perpendiculairement aux électrodes. Ces micro-décharges, dues à un claquage de type streamer, ont une durée de vie inférieure à la centaine de nano-secondes et un diamètre de l'ordre de 100µm. Le caractère filamentaire de ces décharges les rend peu efficaces pour traiter des surfaces de manière homogène. En effet, chaque micro-décharge se développant de manière autonome et aléatoire, il est très difficile d'en contrôler l'énergie propre et la localisation.

Le travail présenté dans ce mémoire, concerne la modélisation électrique d'une décharge à barrière diélectrique.

En effet, ce type de décharge est constitué de deux électrodes, l'une exposée à un gaz à la pression atmosphérique et l'autre recouvert d'un matériau diélectrique. Dans ce modèle, l'électrode exposée est alimentée par une tension transitoire qui, à son pic, provoque l'ionisation du gaz sur l'électrode insérée. Le gaz ionisé, dans notre cas c'est l'argon, dans la présence du champ électrique produit par la géométrie de l'électrode entraîne un corps vecteur de force agissant sur le gaz ambiant (à charge neutre).

Nous commençons dans le premier chapitre par une étude bibliographique sur les décharges électriques qui nous permettra de comprendre les phénomènes physiques de la décharge.

Dans le deuxième chapitre II, nous présentons le modèle mathématique utilisé dans notre étude, un modèle dynamique qui se base sur les équations du circuit de décharge.

Le dernier chapitre présente la méthode numérique utilisée pour résoudre notre système d'équations ainsi que la validation du modèle.

Et à la fin du chapitre nous étudierons l'effet de la tension appliquée, de la permittivité relative et de l'épaisseur du diélectrique de la DBD sur les propriétés électriques de la décharge, Ces paramètres d'utilisation peuvent modifier les différentes zones de celle-ci et par conséquence, influencer ses caractéristiques électriques.

Enfin, nous terminerons notre mémoire par une conclusion générale représentant une synthèse globale de notre travail.

Chapitre I

I.1 Introduction:

Depuis plus d'un siècle, de nombreux travaux ont été consacrés à la physique de la décharge électrique qui reste un sujet d'actualité que les scientifiques travaillent dessus activement. Ceci n'est pas étonnant, du fait de la complexité du phénomène et des mécanismes qui le constituent.

De nos jours, les décharges électriques dans les gaz suscitent un regain d'intérêt qui tient à leurs applications potentielles ou déjà mises en œuvre aux laboratoires et dans l'industrie. Ces applications utilisent tout ou partie des espèces présentes dans le plasma, électrons, ions, espèces neutres réactives qui sont les agents d'une physico-chimie de volume ou de surface peu coûteuse en énergie.

On parle de décharge électrique pour décrire tout mécanisme de passage du courant dans un gaz. Le terme de décharge doit son origine au fait que la première méthode d'obtention de ces courants a été la décharge de condensateurs à air [1].

Dans ce premier chapitre nous proposons d'introduire le lecteur aux décharges électriques et à leurs diverses applications dans le monde de l'industrie et dans la vie quotidienne. Nous commençons par une brève et simple généralité sur les plasmas froids de décharge, en insistant en particulier sur les différents régimes de décharge possibles dans un gaz sous l'influence d'un champ électrique.

Ensuite, nous expliquons les concepts fondamentaux des décharges à barrière diélectriques et leurs différentes configurations physiques possibles.

I.2 Aspect historique:

Les premières études sur les décharges, effectuées par le physicien britannique Michael Faraday, remontent aux années 1830. L'établissement des équations de Maxwell en 1864, la découverte de l'électron en 1897 par le Britannique Joseph John Thomson et la compréhension de la structure de la matière qui a suivi ont permis l'avènement de la physique des plasmas au XX^e siècle.

Le mot plasma apparaît lui-même dans les années 1920, sous la plume de l'Américain Irving Langmuir, qui, étudiant les décharges dans les gaz faiblement ionisés, découvre avec son compatriote Lewis Tonks le phénomène d'oscillations électroniques collectives.

À la même époque, l'Américain d'origine néerlandaise Petrus Debye et l'Allemand Erich Hückel établissent le phénomène d'écrantage électrique dans les électrolytes, phénomène qui joue également un rôle fondamental dans les plasmas.

Dans le même temps, le rôle de l'ionosphère dans la propagation des ondes radio à grande distance est élucidé et stimule les études sur la propagation d'ondes électromagnétiques dans les plasmas. Ainsi, en 1942, le physicien suédois Hannes Alfvén développe la théorie des ondes magnétohydrodynamic [2].

Les décharges à barrière diélectriques (DBD) ont été utilisées industriellement pour la première fois par l'entreprise Siemens en 1857 pour la synthèse de l'ozone. L'ozone produit était utilisé pour le traitement de l'eau[3]. Les DBD, également appelées « décharges silencieuses » permettent de produire une quantité importante d'ozone par rapport aux décharges en régime d'arc [4]. En 1932, Buss [5] décrit le caractère élémentaire de cette décharge dans l'air à travers les premiers clichés photographiques. Dans les années septante, les premières simulations et recherches sur les DBD permettent d'élargir le champ d'application de ces décharges à la modification de surface, à la déposition assistée par plasma, aux lasers puis, plus tard, aux écrans plats. Il faut attendre 1988 pour découvrir l'existence d'un régime de DBD homogène à la pression atmosphérique grâce aux recherches des japonais Kanazawa et al [6].

Depuis, de nombreuses recherches ont été menées afin de comprendre les phénomènes physiques régissant les DBD[7][8].

I.3 Généralités sur les plasmas :

I.3.1 Les plasmas :

Un plasma est un milieu gazeux comportant des espèces légères qui sont les électrons et des espèces lourdes qui sont constituées par des ions, des molécules, des radicaux et des atomes diversement excités.

Le plasma, souvent appelé quatrième état de la matière, est un gaz ionisé (partiellement ou totalement), macroscopiquement neutre, composé d'éléments particulaires libres (molécules de gaz neutres, fragments de molécules appelés radicaux, électrons libres, cations et anions, et espèces excitées), induisant un comportement collectif non linéaire, chaotique et turbulent, sensible au champ électromagnétique.

Ce réservoir énergétique se rencontre naturellement de façon anecdotique sur terre ; les phénomènes météorologiques comme les éclairs ou, plus de façon plus exotique, les aurores boréales sont des émissions lumineuses de plasmas. Le plasma naturel est au contraire omniprésent à l'échelle cosmique. En effet, plus de 99.9 % de la matière connue se présente sous forme de gaz ionisés (étoiles,nébuleuses,pulsars, queues de comètes, milieu interstellaire ...), spatiaux et astrophysiques.

Actuellement, les plasmas, qu'ils soient naturels ou artificiels, sont classés en fonction du degré d'ionisation et par conséquent en fonction de l'apport énergétique utilisé.

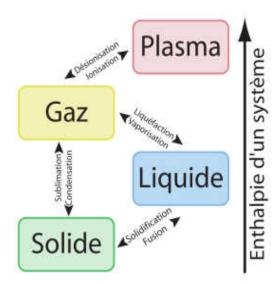


Figure (I.1): Diagramme des principaux changements d'état de la matière

Selon les valeurs de températures et/ou de degré d'ionisation les plasmas peuvent être classés en deux grandes catégories : les plasmas thermiques et les plasmas non thermiques hors équilibre.

Les plasmas thermiques (ou chauds) présentent une température électronique qui est proche de celle du gaz, de 5000 à 50 000 °K. Ces plasmas sont dits à l'équilibre thermodynamique. Les énergies mises en jeu sont importantes. Les arcs et les torches à plasmas (utilisées en industrie pour la découpe et la soudure) sont des exemples de ce type de plasma.

Les plasmas non thermiques (ou froids) sont caractérisés par leur état hors équilibre thermodynamique. La température du gaz est dans ce cas proche de la température ambiante alors que celle des électrons (jusqu'à **10**⁴°K) est suffisante pour permettre un taux élevé de collisions inélastiques [9].

Les plasmas hors équilibre se présentent sous différente forme telle que la décharge luminescente, la décharge couronne et les décharges à barrière diélectrique (**DBD**)

✓ La décharge luminescente :est une décharge obtenue le plus souvent à basse pression (moins de 10 mbar), entre deux électrodes planes. Les électrons produits dans ce type de décharge sont fortement énergétiques. Les atomes neutres excités ainsi que les molécules génèrent une luminescence typique (comme dans les tubes fluorescents).

Toutefois, les décharges luminescentes ou ce que l'on appelle aussi les décharges glow, ne sont pas adaptées pour la synthèse chimique. Notons que des décharges luminescentes à pression atmosphérique ont été développées très récemment.

✓ Décharge couronne :

Il est difficile de créer un plasma hors-équilibre stable à pression atmosphérique car le claquage, se fait de manière violente et incontrôlée, et peut conduire très rapidement à des courants très élevés. Un moyen d'entretenir un plasma hors équilibre à pression atmosphérique est de limiter son espace inter électrode (micro décharge), ou de limiter l'extension de la zone de champ électrique élevé, en utilisant une géométrie d'électrode très inhomogène, l'une des deux électrodes étant beaucoup plus fine que l'autre (décharge couronne). [10]

Les décharges couronnes se caractérisent par un champ fortement inhomogène et intense au voisinage de l'électrode de petite dimension. Les configurations courantes de décharge couronne, qui varie en fonction de son application, correspondent à des géométries d'électrodes pointe - plan, fil - cylindre, fil - plan où encore fil –fil. Dans le cas d'un système dissymétrique, on distingue les couronnes positives ou couronnes négatives suivant que la petite électrode est à un potentiel positif ou négatif par rapport à la grande.

✓ La décharge à barrière diélectrique (DBD):

Une décharge à barrière diélectrique est un plasma froid hors équilibre généré à la pression atmosphérique entre deux électrodes recouvertes de diélectrique. Ce plasma faiblement ionisé est caractérisé par une température électronique de quelques électronvolts (eV) bien supérieure à celle des espèces neutres (~ 300 K) qui sont majoritaires.

Les décharges à barrières diélectriques (DBD) utilisent généralement des tensions alternatives à valeur moyenne nulle. Elles s'établissent entre deux électrodes séparées l'une d'elle par un isolant, le diélectrique. Cet isolant permet de limiter les arcs et rend donc la décharge plus stable.

[11][12][13]

I.4. Phénomènes de collision :

Il existe deux grands types de collision entre ces éléments.

- ✓ Collision élastiques : qui ne participent pas directement à l'activation du gaz, mais qui sont responsables de la conduction et de la diffusion de la chaleur.
- ✓ Collision inélastiques : qui sont responsables de changements au niveau de l'énergie interne des molécules, de la nature des particules (ionisation, dissociation, attachement électronique,...etc.), en fonction de l'énergie cinétique des électrons.

On distingue alors les phénomènes[14]:

✓ Excitation: Lorsqu'un atome a absorbé suffisamment d'énergie pour qu'un de ses électrons (en général, le plus éloigné du noyau) passe à un niveau d'énergie plus supérieur, on dit que cet atome (ou cette molécule) a été excité.

Excitation par les électrons :

$$e^- + A \rightarrow e^- + A \tag{I-1}$$

Excitation par les ions ou les atomes

$$A + B \to A + B \tag{I-2}$$

$$A + B \to A + B \tag{I-3}$$

✓ **Ionisation :** Lorsqu'un atome (ou une molécule) a absorbé suffisamment d'énergie pour qu'un de ses électrons s'échappe à l'infini, on dit que cet atome (ou cette molécule) a été ionisé.

Ionisation par les électrons :

$$e^- + A \rightarrow e^- + A^+ + e^-$$
 (I-4)

Ionisation par les photons :

$$A + \nu \rightarrow A^+ + e^- \tag{I-5}$$

Ionisation par les ions, atomes ou molécules:

$$A^{+} + B \rightarrow A^{+} + B^{+} + e^{-}$$
 (I-6)

$$A + B \rightarrow A + B^+ + e^- \tag{I-7}$$

✓ **Photo ionisation :** Les électrons peuvent être créés par photo ionisation. En effet des photons vont être libérés lors de la désexcitation des molécules suivant les mécanismes suivants :

$$M + e^{-} \rightarrow M + e^{-} \rightarrow M + e^{-} + \nu$$
 (I-8)

Ces photons sont susceptibles d'être absorbés par des molécules neutres qui se séparent alors en un cation et un électron.

$$M + \nu \rightarrow M^+ + e^- \tag{I-9}$$

Ces électrons peuvent à leur tour engendrer des avalanches électroniques.

✓ **Recombinaison:** C'est le phénomène d'attachement de particules lors d'une rencontre entre ion positif et électron ou entre ion positif et ion négatif. Les ions peuvent être atomiques ou moléculaires.

L'attachement direct des électrons sur les atomes neutres est un cas particulier de la recombinaison :

$$e^- + A \rightarrow A^- + \nu \tag{I-10}$$

Recombinaison ion-ion : On connaît trois types de recombinaison ion-ion :

✓ <u>La recombinaison radiative</u>:

$$A^+ + B^- \to AB + \nu \tag{I-11}$$

✓ La recombinaison mutuelle (échange de charge sans constitution de molécule) :

$$A^+ + B^- \to A + B \tag{I-12}$$

✓ La recombinaison à trois corps (X est en général, un atome ou une molécule)

$$A^{+} + B^{-} + X \rightarrow AB + X$$
 (I-13)

✓ Echange de charge :

$$A^+ + B \to A + B^+ \tag{I-14}$$

C'est une capture d'électron par A et une perte d'électron pour B.

- ✓ **Détachement :** C'est le phénomène qui se produit lorsqu'un ion perd son électron supplémentaire.
- ✓ **Dissociation :**La dissociation d'une molécule en deux ou plusieurs constituants est un phénomène assez probable car l'énergie nécessaire pour la réaliser est rarement supérieure à 10 eV.

I.5. Paramètres physiques d'un plasma

Les paramètres physiques qui caractérisent le plasma sont : le libre parcours moyen, la longueur de Debye, la densité et la distribution d'énergie des électrons et Taux d'ionisation et Fréquence du plasma, la température du plasma.

I.5.1.Libre parcours moyen

Le libre parcours moyen (γ) est la distance qu'une particule (électron, ion, neutre, etc.) traverse entre deux collisions. A cause de la nature statistique des collisions, il a une distribution spécifique.

Il est décrit en général par l'équation suivante [14].

$$\gamma = \frac{1}{\pi N(r_1 + r_2)} \tag{I-15}$$

Avec:

 r_1, r_2 : Sont les rayons des particules en collisions.

N est la densité de particules (nombres de particules par unité de volume).

I.5.2.Longueur de Debye

La longueur de Debye λ_D définit la longueur à partir de laquelle le champ électrique Coulombien issue d'une particule chargée est neutralisé par un ensemble de particules désigne opposées dans le volume environnant. Elle est donnée par la relation suivante [15]:

$$\lambda_D = \left(\frac{2\varepsilon_0 K T_e}{n_e e^2}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{I-16}$$

I.5.3.Densité électronique

La densité électronique n_e est le nombre d'électrons libres par unités de volume $(cm^{-3})[16]$.

I.5.4. Taux d'ionisation

Le taux d'ionisations τ_i représente le rapport du nombre d'électrons libre n_e sur le nombre de particules totales $(n_e + N)$, où N est le nombre de particules neutres par unité de volume. Le taux d'ionisation est alors donné par [16]:

$$\tau_i = \frac{n_e}{n_e + N} \tag{I-17}$$

On parle de gaz faiblement ionisée lorsque $\tau_i < 10^{-4}$ (principales interactions de type collisions électrons-neutres) et de gaz fortement ionisés lorsque $\tau_i > 10^{-4}$ (interactions de type collisions électrons-électrons ou électrons-ions)[17].

I.5.5. Fréquence du plasma

Le comportement collectif des plasmas se manifeste lorsqu'on écarte le plasma de l'équilibre. Le milieu retourne alors à l'équilibre en oscillant à la fréquence plasma électronique. La pulsation plasma électronique s'écrit, si l'on ne considère pas les collisions, avec n_e la densité électronique et m_e la masse de l'électron [15].

$$\omega_e = \sqrt{\frac{n_e q_e^2}{\varepsilon_0 m_e}} \tag{I-18}$$

I.5.6. Température du plasma

La température du plasma est définie comme la moyenne des énergies de translation des particules dans la décharge. Étant donné la différence de masses qui existe entre les électrons et les espèces lourdes, ces deux populations sont souvent considérées comme étant deux systèmes chacun dans leur propre équilibre thermodynamique.

C'est pourquoi, lorsqu'on parle de plasma, on entend souvent parler de plusieurs températures (électronique, ionique, gaz) qui peuvent être toutes différentes. La température électronique est souvent considérée comme le paramètre le plus important pour déterminer et démontrer les phénomènes dans le plasma. En général, $T_e >> T_i > T_n$, où T_e est la température électronique, T_i la température des neutres, proche de la température ambiante [17].

Ces paramètres physiques définissent le milieu de décharge, qui dépend des éléments suivants :

- ✓ Nature du gaz ;
- ✓ Pression et température du gaz ;
- ✓ Tension appliquée (responsable de l'intensité du champ électrique) ;
- ✓ Géométrie des électrodes (responsable de la forme des lignes de champ).

I.6Les avalanches[18][19]:

Ce phénomène avait déjà été mis en évidence dans les décharges à basse pression par Townsend. Il s'agit du phénomène couplé de dérive d'un électron germe et de sa multiplication dans un champ électrique. La multiplication a lieu grâce à l'ionisation par impact d'électrons et à la diffusion radiale du nuage électronique en cours de formation. La croissance de l'avalanche est limitée par les réactions d'attachement ou de recombinaison dans le gaz.

I.6.1. Première avalanche électronique

L'application d'une différence de potentiel entre deux électrodes va permettre d'accélérer les électrons libres environnants. Le champ de claquage dans l'air est typiquement de l'ordre de 30 kV/cm. Une telle valeur permet à un électron libre de gagner en moyenne une énergie de quelques eV entre deux collisions. Il peut alors ioniser les molécules présentes dans le gaz.

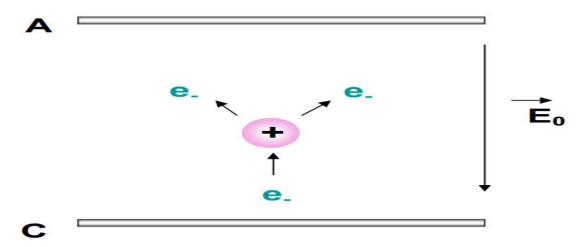


Figure (I-2): Multiplication des électrons par avalanche électronique.

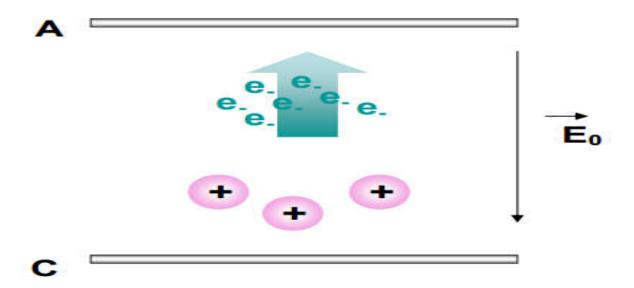


Figure (I-3): Les électrons créés accélérés par le champ électrique

Lorsque les premiers électrons ont acquis suffisamment d'énergie, ils ionisent les molécules du gaz, et produisent ainsi d'autres électrons. C'est la formation de la première avalanche proprement dite

Les électrons ainsi créés sont fortement accélérés par le champ électrique, et laissent derrière eux les ions positifs bien trop lourds pour se mouvoir sur ces échelles de temps.

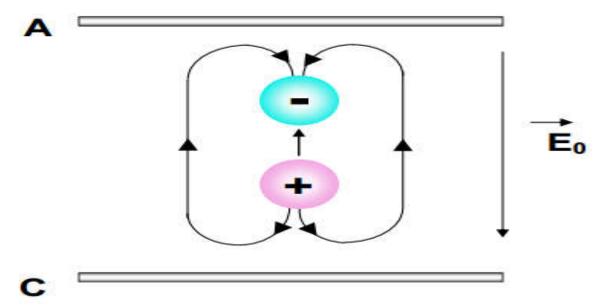


Figure (I-4) : La charge d'espace forme un dipôle qui renforce localement le champ appliqué

Cette séparation engendre la création d'une charge d'espace qui peut être considérée comme un dipôle. Ce dipôle génère son propre champ électrique, qui est d'autant plus intense que l'avalanche se multiplie.

Dans la zone entre les parties positives et négatives du dipôle, ce champ s'oppose au champ appliqué. Mais en tête d'avalanche, il s'y ajoute, amplifiant ainsi l'accélération des électrons. Lorsque l'avalanche atteint l'anode, les électrons plongent dans lemétal, laissant derrière eux une tête négative.

I. 6.2De l'avalanche primaire au streamer : formation d'avalanches secondaires :

Pour que l'avalanche primaire puisse se transformer en streamer, elle doit avoir acquis une amplification suffisamment élevée. Cette condition est atteinte lorsque l'avalanche primaire a généré 10⁸ électrons. Cela équivaut à ce que le champ induit par le dipôle soit l'équivalent du champ appliqué. Ce critère est appelé « critère de Meek ».

Un streamer est en fait constitué d'une tête positive qui se propage de proche en proche.

A l'extrémité de la tête, le champ induit vient amplifier le champ appliqué. La tête est donc une zone attractrice d'électrons. Mais justement, il faut produire de nouveaux électrons, Le procédé le plus validé actuellement, même s'il est toujours discuté, est la création de nouveaux électrons par photo ionisation. Dans l'air, le rayonnement UV émis par les molécules d'azote peut être absorbé par O₂ et ainsi créer de nouveaux électrons par photo ionisation. Les électrons secondaires sont alors accélérés vers la tête et vont neutraliser la zone positive. Derrière eux, ces électrons laissent une nouvelle tête positive et des espèces excitées. De nouveau, ces espèces photo ionisent le gaz, et ainsi de suite. La tête positive se propage alors de proche en proche jusqu'à la cathode.

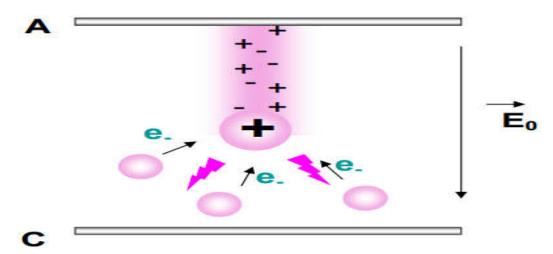


Figure (I-5) : La distorsion du champ en tête du streamer accélère les électrons vers la tête. Les nouveaux électrons sont produits par photo ionisation

A la fin de la propagation, un canal faiblement conducteur est établi entre les électrodes. La densité d'électrons peut y atteindre 10^{14} à 10^{15} cm⁻³, le rayon du canal étant d'environ $100\mu m$.

A l'enclenchement de ces décharges on distingue deux, voire trois types de claquage: le claquage de type Townsend, le claquage de type streamer et le claquage de type spark (étincelle). Pour une décharge à barrière diélectrique, on rencontre les deux premiers types de claquage qui sont présentés ci-après. Ces deux claquages résultent en deux décharges différentes, la décharge de Townsend et la décharge Filamentaire

1.7. Claquage de Townsend [20][13][11]:

On peut définir le claquage d'un gaz comme le passage du gaz d'un état isolant à un état conducteur. Le claquage de Townsend se produit dans des situations où le produit (pd) (pression x distance entre électrodes) est faible, c'est à dire inférieur à quelques dizaines de torr.cm. Les ions positifs, créés par avalanches électroniques, sont accélérés vers la cathode par le champ électrique et en percutant celle-ci, vont arracher des électrons (électrons secondaires) avec un coefficient d'émission secondaire typiquement compris entre 10^{-5} et 0.5 et dont la valeur dépend fortement de la nature du gaz et du matériau cathodique pour un champ électrique réduit E/p donné (rapport du champ électrique sur la pression totale du gaz dans l'enceinte). Ce coefficient, noté γ , est le rapport du flux d'électrons secondaires émis sur le flux d'ions incidents. Le claquage du gaz se produit quand un électron perdu à l'anode est remplacé en moyenne dans le temps par un électron secondaire émis à la cathode par bombardement ionique.

On peut définir ainsi ce que l'on appelle le critère de claquage ou d'auto entretien de Townsend qui relie la multiplication électronique M dans l'espace interélectrode, au coefficient d'émission secondaire :

$$M = 1 + 1/\gamma \tag{I-19}$$

I.8. Claquage par streamer [11][12]:

Pour de fortes valeurs du produit (pression x distance), il se peut que l'avalanche issu d'un électron libre atteigne une taille critique susceptible de distordre le champ géométrique, bien avant que les ions n'aient eu le temps de revenir à la cathode et de générer des électrons secondaires. Un canal de plasma se forme alors, entouré, du côté cathodique et anodique, de régions où le champ électrique se renforce tandis que le champ baisse dans le plasma en raison de sa conductivité croissante. Le « streamer » ainsi formé se propage rapidement du côté anodique (pour des raisons évidentes liées à l'accélération des électrons vers l'anode en tête du streamer), mais également du côté cathodique, et à une vitesse du même ordre (pour des raisons moins évidentes, liées par

exemple à la génération de photons par le plasma, pouvant être suffisamment énergétiques pour ioniser le gaz en amont du plasma, du côté cathodique, et fournir ainsi des électrons susceptibles de se multiplier et donc d'allonger le canal de plasma du streamer du côté cathodique). Ce claquage, beaucoup plus violent et rapide que le claquage de Townsend est susceptible de se produire, à pression atmosphérique, dès que la distance interélectrode dépasse la centaine de microns.

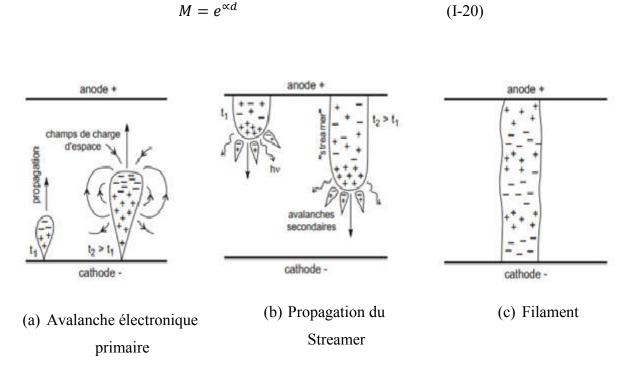


Figure (I-6) : Mécanisme de claquage type streamer

I.9. Loi de Paschen:

Comme on vient de le voir, lorsqu'un courant électrique traverse un gaz, on peut générer un plasma. Les gaz sont des isolants et deviennent conducteurs lorsqu'un nombre suffisant de porteurs de charge est généré. En effet, lorsqu'un électron primaire va être accéléré par le champ électrique peut ioniser un atome du gaz. Un électron supplémentaire va alors être libéré puis accéléré et va acquérir une énergie suffisante afin d'ioniser lui aussi une autre particule.

Ce phénomène d'ionisation successive est appelé l'avalanche électronique. Ce phénomène se poursuit jusqu'à ce que l'avalanche arrive à l'anode.

Cette avalanche trace le chemin au claquage du gaz. La tension de claquage ne dépend que de deux paramètres : la pression du gaz et la distance inter-électrodes, selon la loi de Paschen. A une pression donnée, plus la distance inter-électrodes diminue, plus faible est la tension nécessaire pour produire un claquage du gaz.

Ceci est vrai jusqu'à une valeur appelée minimum de Paschen en dessous de laquelle la tension disruptive remonte. La formule de la tension de claquage est donnée par :

$$Vclaquage = \frac{\text{B.P.d.}}{\ln{(\text{A.P.d.})}\ln{(\ln{\left(1+\frac{1}{\gamma}\right)})}}$$
 (I.21)

A et B sont des constantes propres à chaque gaz dans cette équation. représente le coefficient d'émission d'électrons secondaires à la cathode. P la pression dans le gaz et d la distance inter électrodes [14].

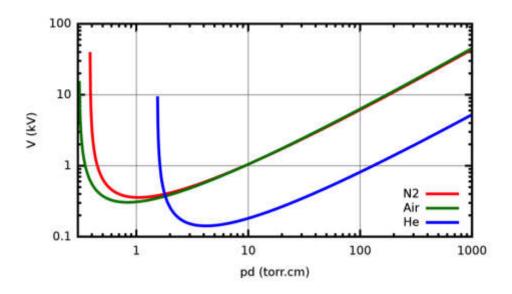


Figure (I-7) : Courbe de Paschen pour différents gaz

I .10. Les régimes de décharges :

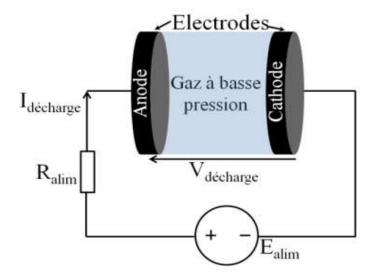


Figure (I-8) : Décharge continue (électrodes parallèles)

Nous pouvons distinguer chaque décharge par sa caractéristique courant/tension qui dépend de la géométrie des électrodes, du gaz utilisé. Cette caractéristique est fortement non linéaire.

En effet, avant de devenir conducteur, le gaz peut être considéré en première approche comme un isolant. Afin d'expliquer la transition entre ces différents états, nous prendrons l'exemple d'une décharge alimentée en continu.

Cette expérience a été initialement réalisée avec une alimentation en tension continue connectée à deux électrodes entre lesquelles était confiné un gaz à basse pression ; le schéma est présenté en Figure I-13.

Cette expérience étant réalisée à basse pression et dans des conditions bien particulières, la succession d'états observés nous permet de passer en revue les différents modes de décharge existantes, mais ne donne en aucun cas une « chronologie » de l'évolution d'une décharge.

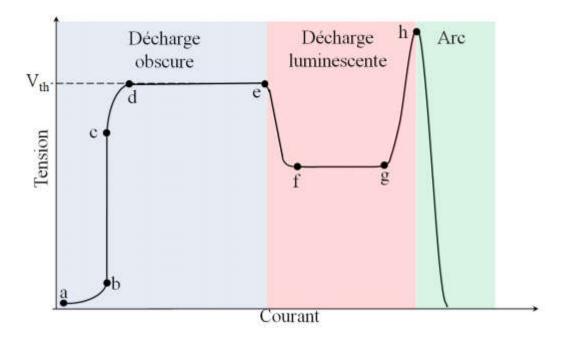


Figure (I-9): Caractéristique courant tension d'un gaz en régime DC à pression réduite

Nous passerons d'un type de décharge à un autre en suivant l'évolution croissante du courant. Nous distinguerons trois principaux types de décharges à partir de la caractéristique courant/tension (Figure 1-14). Chaque couleur représente un type de décharge caractéristique. Chaque zone peut être encore divisée en sous zones. Une étude détaillée de ces différentes zones et du mécanisme d'établissement d'une décharge dans un gaz peut être trouvée dans la littérature. Cependant nous allons présenter brièvement ces régimes et montrer les phénomènes mis en jeux.

I.10.1 Décharge obscure :

On comprend par son nom que c'est une décharge invisible à l'œil. Nous pouvons découper la zone en sous zones allant de a à e.

<u>a-b :</u> La tension d'alimentation aux bornes du dispositif présenté Figure I-13 est initialement nulle. Cette tension est augmentée progressivement, un très faible courant de décharge est alors mesuré. Le champ électrique uniformément réparti permet de mettre en mouvement les électrons germes initialement présents dans l'espace inter-électrodes. Ces électrons germes sont générés par le rayonnement cosmique. Il est important de noter qu'en absence de charge « germes », cette phase ne peut pas exister : il est donc impossible d'allumer une décharge. A ce stade, les électrons n'ont pas suffisamment d'énergie pour ioniser les atomes neutres du gaz [21].

<u>b-c</u>: La tenson augmente mais le courant sature à un certain niveau. En effet toutes les charges libres sont accélérées, cependant le champ électrique reste encore trop faible pour que les électrons acquièrent l'énergie suffisante à l'ionisation du gaz.

<u>c-d</u>: On franchit le seuil de champ suffisant pour que les électrons puissent ioniser certains atomes par collision inélastique. Cette ionisation s'accompagne logiquement de la création d'électrons, d'où l'augmentation du courant.

d-e: zone dite de la décharge de Townsend.

Les ions produits sont à leur tour accélérés par le champ électrique. Certains acquièrent suffisamment d'énergie pour créer des électrons par émission secondaire. On peut donc à ce stade avoir une décharge auto-entretenue : le nombre d'électrons extraits à la cathode est suffisant pour fournir les électrons créés par ionisation et captés à l'anode. Cependant la densité ionique est encore trop faible pour déformer le champ géométrique. Le gaz est alors clairement conducteur. La tension de ce type de décharge n'évolue pas avec le courant et correspond à la tension de claquage du gaz. A la pression atmosphérique, cette tension est de l'ordre de plusieurs kilovolts et le courant de quelques milliampères. Ce type de décharge peut être obtenu dans les DBD homogènes dans l'azote ou l'air.

I.10.2 Décharge luminescente :

On peut séparer ce type de décharge en différents "sous-régimes". Nous avons d'abord la décharge luminescente sub-normale dans laquelle il n'y a pas encore de plasma mais le champ géométrique se déforme petit à petit par la charge d'espace ionique qui se forme à la cathode : zone allant de e à f.

Ce régime est extrêmement instable du fait de la caractéristique courant tension à pente négative. Un générateur ne peut donc maintenir ce régime mais il est préalable à la décharge luminescente normale dans laquelle la tension de décharge reste constante pour plusieurs ordres de grandeur du courant de décharge : zone allant de **f à g** de la Figure I-14.

Du fait de la faible mobilité des ions par rapport à celle des électrons, une zone de charge d'espace apparait, déformant le champ géométrique : elle ne recouvre donc pas la totalité de la surface des électrodes. La densité de courant est même constante dans cette zone.

On observe alors une charge d'espace positive proche de la cathode, appelée gaine cathodique, où se concentre le champ électrique et une zone de plasma quasi neutre entre la gaine cathodique et l'anode appelée colonne positive.

La particularité de cette zone plasma est sa luminosité ; c'est pourquoi elle est privilégiée pour les applications d'éclairage et notamment dans les lampes à décharge à barrières diélectriques. Il est à noter que dans le régime normal, c'est la déformation du champ électrique qui permet de travailler à tension plus faible.

Nous passons ensuite en décharge luminescente anormale où le plasma recouvre la surface de la cathode : zone allant de **g à h** Figure I-14. Dans cette partie la densité de courant dans la gaine cathodique augmente [11][13]

I.10.3 Arc:

L'augmentation de la densité de courant implique une augmentation de l'ionisation ; la cathode chauffe et émet des électrons. On appelle ce phénomène thermo-ionisation. La tension de décharge baisse alors que le courant de décharge augmente ; on transite alors au régime d'arc. La tension est alors de quelques dizaines de volts et le courant peut atteindre plusieurs milliers d'Ampères.

Ce régime se caractérise par des températures très élevées et par une consommation du métal de la cathode [21].

I .11. Principe de fonctionnement d'une décharge à barrière diélectrique :

Le principe de fonctionnement de la décharge à barrière diélectrique est illustré sur la figure (I-15). Avec l'application de la tension sur les électrodes, le claquage du gaz conduit à la formation d'un canal conducteur, le passage du courant induit une accumulation de charges sur la surface de la barrière diélectrique et donc une tension à ses bornes. Dans ce cas le diélectrique est considéré comme isolant d'un condensateur dont les armatures sont d'un côté la décharge et de l'autre côté l'électrode. Si l'augmentation, au fur et à mesure du développement de la décharge, est plus rapide

que l'augmentation de la tension d'alimentation, elle cause une chute de la tension appliquée sur le gaz, ce qui conduit à l'extinction de la décharge. Ainsi, quelle que soit la taille et la distribution spatiale des décharges, elles sont bloquées bien avant d'atteindre un degré d'ionisation suffisant pour échauffer la cathode et conduire à l'arc.

Le rôle principale du diélectrique et de limiter la charge déposée sur les électrodes afin que la décharge ne devienne un arc comme cela peut arriver entre deux électrodes métalliques à pression atmosphérique [22].

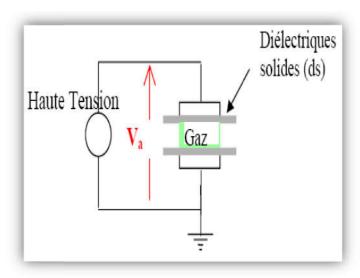


Figure (I-10) :Exemple de configuration de DBD avec deux diélectriques solides.

I .12. Géométries d'une décharge à barrière diélectrique (DBD) [23][21] :

Il existe différentes géométries de décharges qui permettent de s'adapter à des applications variées.

I.12.1 plan-plan:

La configuration la plus classique d'une DBD consiste à avoir deux électrodes planes parallèles. Ces configurations plan-plan forment des décharges en volume qui s'initient dans les espaces « gaz ». Elles sont très utilisées pour le traitement de surface, parfois même incluses dans des procédés en continu, sachant que le matériau traité peut aussi être utilisé en tant que diélectrique s'il possède des propriétés isolantes.

I.12.2. cylindriques:

Les configurations cylindriques schématisées Figure I-16 sont finalement dérivées des configurations planaire La géométrie 1, qui donne un plasma volumique, est généralement utilisée pour des traitements de gaz, notamment pour la génération industrielle d'ozone et pour la dépollution. La configuration (2), surfacique, peut être appliquée à des traitements de surface à l'intérieur de tubes.

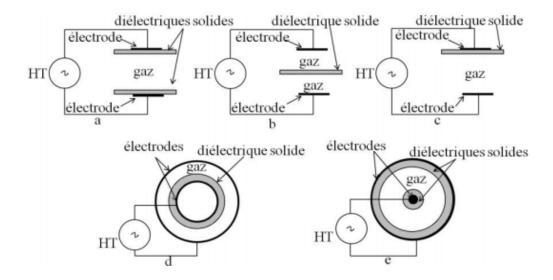


Figure (I-11) : Quelques géométries de dispositifs de décharge à barrière diélectrique

I .13. Les types de configuration de déchargeàbarrière diélectrique :

Ilexiste trois types de configuration de décharge àbarrière diélectrique :

I .13.1 La décharge à barrière diélectrique volumique :

Dans le cas d'une décharge volumique, deux plans parallèles sont mis en vis-à- vis. Les microdécharge qui se produisent dans cette configuration sont de fins filaments traversant l'espace interélectrode et distribues aléatoire sur touts la surface de ces électrodes. Le nombre micro-décharge par périodes est proportionnel à l'amplitude de la tension appliquée [24][25][26].

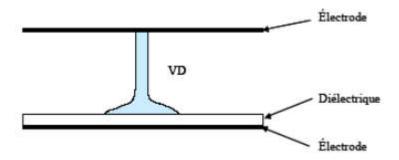


Figure (I-12) :La décharge à barrière diélectrique volumique

I.13.2 La décharge à barrière diélectrique surfacique :

Dans le cas d'une décharge surfacique; l'électrode HT est posée directement sur le support diélectrique dépose sur l'électrode reliée à la terre. Les micro-décharge prennent la forme d'une fine couche répartissant de manière homogène tout autour des électrodes HT à la surface du diélectrique. Si la tension augmente.la surface de décharge augmente elle aussi. Ces décharges sont utilisées dans les décharge à barrière diélectrique de surface qui sont par contre beaucoup moins étudiées que les décharge à barrière électrique [26][24][25]

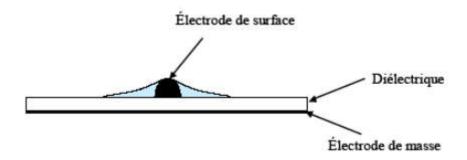


Figure (I-13): La décharge à barrière diélectrique surfacique

I.13.3 La décharge à barrièrediélectriquecoplanaires :

La DBD coplanaires se développe entre les deux électrodes recouvertes de diélectrique.

La configuration coplanaire permet d'obtenir une distance très faible entre les électrodes sans passage à l'arc,un fort champ électrique apparait dans la région de gaz entre les électrodes et la décharge complet cet espace très rapidement. Cette configuration présente des propriétés de décharge similaire à la décharge en volume, notamment son caractère filamentaire, et bénéficie des mêmes avantages que la décharge en surface, comme sa propriété d'allumageà tension faible. [25]

I.14Applications des décharges à barrière diélectrique dans l'industrie[21]

Les premières expériences utilisant les 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.

La production d'ozone fut l'objet de nombreuses recherches finalisées qui aboutirent à la réalisation de réacteurs industriels largement utilisés de nos jours. L'ozone est principalement utilisé dans le traitement de l'eau pour la rendre potable ainsi que dans l'industrie du papier ou en association avec de l'oxygène et de l'hydroxyde d'hydrogène, il permet de traiter la pâte à papier sans intervention de chlore. Au cours de ces dernières décennies, les applications des décharges à barrières diélectriques ont été diversifiées.

I.14.1 Lampes À excimeres :

Une autre application envisagée concerne des études sur la dépollution des gaz d'échappement des moteurs à combustion interne. Il est apparu très tôt que ces décharges à barrières diélectriques constituaient un moyen privilégié afin de créer des excimères de gaz rares. En effet, en plus d'un fonctionnement à haute pression, une condition supplémentaire doit être réunie pour former les excimères.

Des électrons très rapides (entre 8 et 20 eV) sont nécessaires pour former les états atomiques précurseurs de ces excimères. La DBD est un candidat idéal pour réaliser la lampe à excimères, car ce sont des décharges fonctionnant à haute pression, et dont les électrons très énergétiques évoluent dans un champ électrique élevé, proche de la tension d'amorçage.

Etant donné le caractère transitoire de la décharge, les électrons ne sont pas "thermalisés": la température des électrons est de l'ordre de quelques milliers de Kelvin, tandis que le gaz est proche de la température ambiante.

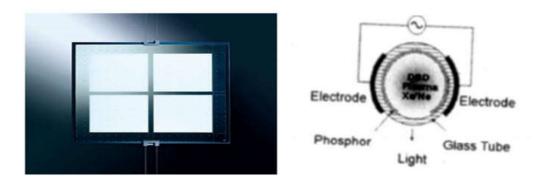


Figure (I.14): Lampe plane sans mercure

Le terme excimère désigne une molécule constituée de deux atomes électriquement excités afin de permettre la réaction chimique.

Le principe de fonctionnement des lampes à excimères est basé sur la décomposition radiative des états d'éxcimères 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. Pour des applications industrielles à grande échelle, les DBD utilisant des configurations assez simples, un rendement élevé avec un prix réduit et un taux de pollution limité.

I.14.2 Ecrans 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 emprisonnées dans le panneau.

I.14.3 Génération Industrielle d'ozone :

Les générateurs d'ozone modernes de rendements élevés utilisent des diélectriques spéciaux avec des caractéristiques optimisées pour la formation de l'ozone. Les grands générateurs de l'ozone utilisent plusieurs centaines de tubes de décharge dans les grands réservoirs en acier pour fournir l'espace exigé d'électrode pour une grande production de gaz. Figure (I.13)

Les tubes en acier externes sont soudés entre deux brides d'extrémité et d'un compartiment de refroidissement scellé. Le flux transversal de l'eau refroidit les tubes en acier dans une configuration classique d'échanger de chaleur. Le refroidissement efficace est essentiel pour la bonne exécution d'ozoniseur.

La capacité de production de l'ozone d'un grand générateur est de l'ordre de 100 Kg/h. Ces dernières années Ce qui concerne les concentrations en ozone et la consommation d'énergie. Il a été suggéré que la génération de l'ozone pourrait être encore améliorée par l'état de décharge homogène

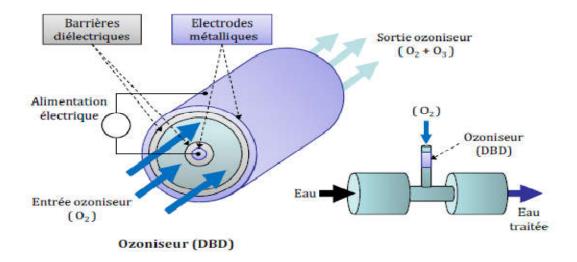


Figure (I.15) : Schéma de principe d'un ozoniseur dans le traitement de l'eau

I.14.4 Contrôle de pollution :

L'idée générale de l'utilisation des DBD pour lutter contre la pollution, est de casser ou de détruire les molécules polluantes. Les principaux polluants liés aux activités industrielles sont le dioxide de soufre (SO2), les oxydes d'azote (NOx), l'ozone (O3), les composés organiques volatils (COV), le monoxyde de carbone (CO), les poussières et les métaux toxiques. Les molécules organiques dangereuses sont attaquées par les radicaux libres, les électrons ou les photons UV. Les DBD sont utilisés pour fournir l'espèce réactive qui est produite par collision des électrons dans les filaments des micro-décharges et d'autres réactions qui aboutissent à la production des radicaux qui décomposent les polluants.

I.14.5 Laser CO₂ à décharge silencieuse

Les DBD ont aussi trouvé une application dans les lasers CO₂ de haute puissance. L'utilisation principale de ces lasers appelés laser CO₂ à la décharge silencieuse est dans la soudure à grande vitesse et dans le découpage des plaques métalliques épaisses et d'autres matériaux.

I.14.6 Catalyseur

Récemment beaucoup d'étude ont été faites sur l'association des DBD et des catalyseurs. Par exemple, le moyen le plus efficace d'éliminer les COV est de les décomposer par oxydation totale en utilisant un catalyseur d'oxydation mais qui nécessite néanmoins de chauffer les effluent gazeux et le catalyseur à des températures comprises entre 200 et 400 °C.L'obtention de telles températures peut nécessiter une dépense énergétique conséquente.

L'utilisation des DBD est supposée résoudre ce problème, en activant le catalyseur sans avoir besoin de le chauffer. En effet, les DBD génèrent des radicaux libres fortement réactifs capables d'initier et de développer les réactions d'oxydation totale des COV à éliminer.

I.14.7 Traitement de surface

Le plasma froid est un milieu gazeux contenant des espèces excitées pouvant réagir avec la surface des matériaux et cela, à une température près de celle de la pièce. Cette technologie fonctionne très bien mais requiert généralement une basse pression ce qui rend le procédé coûteux et peu envisageable comme procédé industriel. Récemment, des décharges filamentaires par barrière diélectrique (FDBD) et des décharges luminescentes contrôlées par barrière diélectrique (DLBD) fonctionnant à pression atmosphérique sont apparues des alternatives intéressantes aux systèmes plasma basse pression pour les modifications de surface de polymères

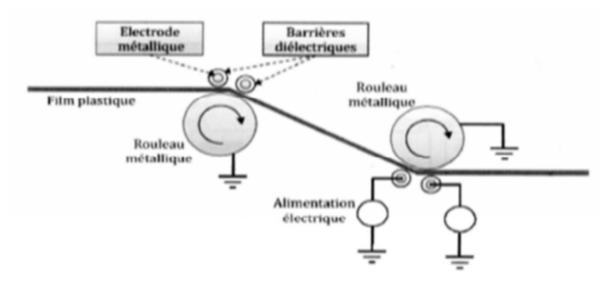


Figure (I.16): Utilisation d'une DBD dans les traitements surfaciques de plastiques

I.14.8 La stérilisation :

Les techniques de stérilisation usuelles utilisées dans les établissements de santé ont généralement recours à des procédés diversifiés utilisant la chaleur (sèche ou humide), des produits chimiques (liquides ou gaz), des rayonnements ionisants et non ionisantes (R, e, X et les UV) ou encore divers autres procédés physiques. Bien qu'elle soit la méthode de stérilisation la plus fréquemment employée et qui constitue actuellement la référence en termes d'efficacité, la stérilisation par la chaleur humide (Autoclave), vu les hautes températures utilisées, ne convient cependant pas aux nouveaux DM à base de polymères thermosensibles.

Les procédés de stérilisation chimiques ayant recours à l'utilisation de gaz sont plus efficaces que les techniques d'immersion dans les solutions chimiques qui sont considérées plutôt comme des

techniques de désinfection et non de stérilisation. Cependant, ces techniques utilisent des gaz relativement toxiques tel que l'oxyde d'éthylène (EtO).

La stérilisation par les rayonnements ionisants opère à basse température et permet par conséquent la stérilisation de matériaux thermosensibles.

I.15 -Conclusion:

Dans ce chapitre introductif, on a donné un aperçu général sur les décharges électrique où nous avons entamé les différents définitions de plasmas, décharge couronne et de la décharge à barrière diélectrique ensuite nous avons évoqué les paramètres physiques qui caractérisent un plasma après nous avons donné le principe de la décharge à barrière diélectrique, ensuite nous avons présenté la caractéristique courant-tension et nous avons terminé ce chapitre par différents d'application de la décharge à barrière diélectrique.

Dans le chapitre suivant on présentera une description des différents modèles possibles de décharge électrique haute pression. Ensuite, on introduira le modèle fluide qui s'appuie sur les équations de conservation hydrodynamiques pour décrire la décharge électrique.

Chapitre II

II .1 Introduction:

Après avoir donné les différentes définitions des plasmas et les paramètres qui permet de les classifier. On décrit maintenant, l'équation de Boltzmann et les équations qui caractérisent l'évolution d'un plasma dans une décharge électrique et on met l'accent sur la description des différentes approches existantes pour modéliser une décharge électrique et les différentes approximations qu'elles nécessitent.

Le modèle fluide est suffisant pour décrire les décharges DBD dans ces conditions de pression de gaz relativement la pression atmosphérique.

II .2Définitions:

II.2.1Le logiciel Comsol:

Le logiciel Comsol est un outil de résolution d'équations aux dérivées partielles par éléments finis. Sa particularité est de disposer d'une base de données d'équations qui permet de modéliser différents phénomènes physiques, comme l'électrostatique, l'écoulement de fluides ou encore la déformation des matériaux. Il permet également de coupler différentes équations aux dérivées partielles (EDP), de manière à décrire des phénomènes multiphysiques .

On peut travailler en plusieurs dimensions (1D, 1D axisymétrique, 2D, 2D axisymétrique ou 3D).

Le logiciel Comsol comme les autres programmesil a des avantages et des inconvénients parmi eux :

✓ Avantages :

Très polyvalent pour l'étude de phénomènes couplés ou multiphysiques, offrant également une très bonne interface avec Matlab, par exemple.

Plus polyvalent encore est le fait que les logiciels de simulation composant le programme sont multiplateformes. Ils peuvent donc fonctionner dans des environnements Windows, tels que Mac et Linux, ce qui laisse une grande liberté pour son utilisation pédagogique.

Une autre propriété intrinsèque d'importance est le fait que l'utilisateur peut définir à sa guise le nombre de systèmes de coordonnées locaux qu'il souhaite, pouvant ainsi travailler simultanément en 3D, 2D et 1D.

✓ Inconvénients :

La quantité de mémoire requise pour exécuter une simulation est grande et le temps d'exécution peut être assez long pour une simulation individuelle.

Toutefois, si Comsol Mutiphysics est utilisé avec une licence réseau flottante, il est possible d'utiliser le mode de fonctionnement client-serveur pour accéder aux ressources de calcul distantes afin de résoudre de gros modèles, tout en continuant à utiliser la carte graphique sur une machine locale pour la visualisation des données.

Ce mode de fonctionnement peut générer de nombreux avantages, notamment en ce qui concerne l'obtention de résultats plus rapides et plus efficaces lorsque vous travaillez avec des modèles où la résolution intrinsèque est résolue à maintes reprises, un grand système d'équations. [27]

II.3Fonction de distribution:

Une particule d'un gaz est définie par deux vecteurs :

- Le R (vecteur de position) : va de l'origine de système de cordonnée vers son centre de gravité.
- Le vecteur de vitesse.

On associe au vecteur position et au vecteur vitesse, deux espaces de cordonnées que l'on regroupe pour former l'espace des phases, à un instant t. Le nombre probable de particules dn(r, v, t) se trouvant dans l'élément de volume dr situé autour du point r est animées d'une vitesse v variant dans l'élément de vitesse dv est défini par :

$$dn(r, v, t) = drvf(r, v, t)$$
 (II-1)

Οù

 $f(\bar{r}, v, t)$:est la fonction de distribution spatiale de densité des particules ; elle dépend de sept variables, trois variables correspondant à la position \bar{r} , trois variables correspondant à la vitesse v et une variable correspondant au temps t. La fonction de distribution f(r, v, t) obéit à une équation de transport appelée équation de Boltzmann et dr dvreprésente l'élément de volume de l'espace des phases centrés sur r et v [38].

II.3.1.Equation de Boltzmann

La modélisation mathématique d'une décharge à barrière diélectrique est par essence des décharges hors-équilibre ce qui signifie que les lois de l'équilibre thermodynamique, même locales, ne s'appliquent pas. En fait, les électrons et les particules lourdes (les ions positifs et négatifs, atomes excités ou à l'état fondamental, molécules) ont des températures radicalement différentes, respectivement de l'ordre de 10000°K et 300°K, les décharges hors-équilibre est relativement

complexe à cause des nombreux phénomènes mis en jeu et de leur fort couplage, par exemple celui entre la variation des densités de particules chargées et celle du champ électrique. Dans les conditions de décharge qui nous intéressent dans ce travail, le degré d'ionisation est inférieur à quelques 10⁻⁵. Pour ces faibles degrés d'ionisation, l'équation de Boltzmann qui ne prend pas en compte les interactions à longue portée entre parties chargées, mais suppose que les collisions sont ponctuelles et instantanées est une bonne approximation pour décrire le transport des électrons et des ions, et leurs collisions avec les neutres. La description mathématique d'une décharge est strictement basée sur la résolution del'équation de Boltzmann : on dit dans ce cas que l'approche est microscopique ou particulaire. La description complète d'un système s'appuie sur la connaissance des différentesinteractions élémentaires entre les particules qui sont caractérisées par les sections efficaces de collision (collisions électron-molécule, ion molécule, photon-molécule, etc...)[20].

L'équation de Boltzmann fournit l'évolution spatio-temporelle de la fonction de distribution des vitesses des particules. Elle s'écrit :

$$df = \left\{ \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \bar{\nu}} \frac{\partial \bar{\nu}}{\partial t} \right\} dt \tag{II-2}$$

Le milieu étudié étant un gaz faiblement ionisé et les entités (électrons et ions) qui nous intéressent étant soumises à un champ électrique, on peut conclure que la variation de la fonction de distribution est due aux collisions particules chargées-molécules, avec:

$$v = \frac{\partial r}{\partial t}$$
 Et $a = \frac{\partial \bar{v}}{\partial t}$

On peut écrire aussi que:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial f}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial f}{\partial \bar{r}} + \bar{a} \frac{\partial f}{\partial \bar{v}} = C(f)$$
 (II-3)

Les différents termes de l'équation (II-3) peuvent être explicités de la façon suivante :

f(r, v, t): est la fonction de distribution dans l'espace des phases (espace des positions et des vitesses). Cette fonction dépend du vecteur vitesse v et du vecteur position r à l'instant t.

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

 $\bar{V} \frac{\partial f}{\partial r}$: représente la variation de f suite à la diffusion des ions ou des électrons : terme de diffusion spatiale qui fait tendre le système vers son état homogène.

 $a\frac{\partial f}{\partial \bar{v}}$: représente la variation de f sous l'action des forces extérieures, a étant l'accélération des forces extérieures dues à l'effet des champs électrique et magnétique : terme traduisant l'action des forces extérieures sur les particules.

C(f): représente l'opérateur de collisions ; terme qui rend compte de la variation de la fonction de distribution sous l'effet de collusion avec les neutres.

II.3.2.L'équation de Poisson

Le calcul du champ de la charge d'espace possède un caractère déterminant durant l'évolution des particules chargées. En effet, tous les paramètres de transport et les données de base relatives à l'ionisation, la vitesse de dérive est étroitement dépendante du champ réduit E/N et une toute petite variation de celui-ci peut entraîner des effets en cascade concernant la multiplication des charges.

Dans une décharge à pression atmosphérique, quand les densités de particules chargées atteignent de fortes valeurs, le champ perd alors sa nature strictement géométrique et intègre celle de la charge d'espace. Le champ E revêt alors une importance découplée, de même nature que de petites variations de densité des particules N, car tous les coefficients de transport fondamentaux s'expriment en fonction du champ réduit E/N[11].

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\nabla E = V$$
 (II-4)

E: le champ électrique qui peut être obtenu par le gradient de potentiel électrique V,

Il est nécessaire de coupler la résolution de l'équation de Boltzmann avec celle de l'équation de Poisson car cette équation donne les variations du champ électrique en fonction de la charge d'espace. L'équation de Poisson pour le calcul du champ électrique s'écrit[2]:

$$V = \frac{q_e(n_p - n_e)}{\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon} \sum e_i N_i$$
 (II-5)

Avec:

V : représente le potentiel.

 ε : La permittivité du milieu (gaz) $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$

 ε_0 : La permittivité du vide et $\varepsilon_0 = 8,85.10^{-12} Fm^{-1}$

 $et\varepsilon_r$: la permittivité relative

 q_e : est la charge élémentaire,

 n_e : est les densités des électrons

 n_p : est les densités et des ions positifs.

 $e = 1.6.10^{-19}C$: est la charge d'électron

N_iete_iReprésentent la densitéet la charge électrique de la nième espèce.

L'équation de Boltzmann couplée à celle de Poisson forme un modèle électrique auto cohérent de la décharge. Les seules données nécessaires sont les sections efficaces pour chaque type de collisions. Une description complète des phénomènes de transport est obtenue en résolvant l'équation de Boltzmann.

La fonction de distribution sous l'effet des collisions avec les particules neutres.

II.3.3. Grandeurs moyennes [28]

La densité moyenne des particules ou le nombre moyen des particules en un point du plasma à un instant donné t est donnée par l'expression :

$$n(r,t) = \int f(v,r,t) \, dv \tag{II-6}$$

Le nombre de particules étudiées étant important, on utilise donc des grandeurs moyennes basées sur les fonctions de distribution. On peut définir la vitesse moyenne d'une particule par :

$$v = \frac{1}{n(r,t)} \int \overline{v} f(r,v,t) d\overline{v}$$
 (II-7)

Pour toutes autres grandeursx, on peut définir sa valeur moyenne par l'expression suivante

$$x = \frac{1}{n(r,t)} \int \overline{x} f(r,v,t) dv$$
 (II-8)

II.4. Modèles physiques

Dans cette partie, après avoir donné les différentes définitions de l'équation de Boltzmann, poisson.., nous allons détailler les équations qui caractérisent l'évolution du plasma dans une décharge, et nous exposerons les différentes approximations qui ont été faites.

II.4.1. Modèle électrique auto cohérent

Le modèle électrique d'une décharge et du plasma associé décrit le couplage entre phénomènes de transport des particules chargées et champ électrique. Dans un plasma, les phénomènes de transport des particules chargées sont parfaitement décrits par l'équation de Boltzmann.

Cette équation établit le bilan des variations de la fonction de distribution des particules chargées sous l'effet, d'une part, des forces extérieures (champ électrique) et d'autre part, des collisions électron-neutre ou ion-neutre. De cette distribution peuvent être déduites les variations spatiales à chaque instant de grandeurs moyennes telles que la densité (r,t), la vitesse moyenne dirigée v(r,t), l'énergie moyenne $\varepsilon(r,t)$ ou les fréquences moyennes des différents processus de collision. Dans une décharge, les équations de transport des particules chargées doivent être couplées à l'équation de Poisson déterminant le champ électrique (modèle auto cohérent).

Chapitre II Modèles mathématiques

La résolution numérique de l'équation de Boltzmann est délicate, son couplage à l'équation de Poisson rendant le problème encore plus difficile. C'est pourquoi il existe une hiérarchie de modèles physiques correspondant à différents degrés d'approximation des phénomènes[24].

Suivants les conditions et le niveau de détail ou de précision requis, l'un de ces modèles sera mieux adapté au problème. L'ensemble de ces modèles est divisé en quatre catégories décrites ci-dessous : modèle microscopique, modèle fluide et modèle hybride et modèles de dérive diffusion.

II.4.2. Modèles cinétiques (approche microscopique)

Dans le modèle cinétique (microscopique), les phénomènes de transport électronique et ioniques sont décrits de façon bien détaillée par le calcul de leur fonction de distribution des vitesses f(r, v, t)

Pour résoudre rapidement l'équation de Boltzmann couplée à l'équation de Poisson, on n'a pas recours à des méthodes aux différences ou éléments finis, comme dans le cas des modèles fluides, mais à des méthodes considérant un nombre fini de particules supposé représenter les espèces chargées, le mouvement des particules dans l'espace position-vitesse (r,v) étant lié au champ électrique et aux collisions.

Il s'agit de résoudre l'équation de Boltzmann soit directement par des méthodes analytiques ou par des méthodes numériques, soit indirectement par des méthodes *ParticleIn Cell* ou par des simulations de *Monte Carlo*. [29][19]. C'est l'approche la plus précise mais la moins utilisée dans le cas des géométries multidimensionnelles. Généralement, les résultats sont obtenus pour une distribution spatiotemporelle donnée du champ électrique [18].

Le développement d'un streamer naît de processus collectifs microscopiques, comme par exemple les collisions ionisantes entre électrons et molécules qui forment des avalanches électroniques de taille suffisante pour induire une charge d'espace capable de déformer le champ géométrique [12].

La description microscopique (vitesse instantanée, section efficace, fonction de distribution) rigoureuse de ces phénomènes ne peut être réalisée que par des modèles particulaires[25]

II.4.3. Modèle fluide (approche macroscopique)

Les propriétés du milieu (densités, vitesse, énergie...) sont décrites uniquement par des grandeurs moyennes, et non par les fonctions de distribution des vitesses des particules. Ces grandeurs sont les solutions des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann, qui

correspondent aux équations de continuité, de transfert de quantité de mouvement et de transfert d'énergie [10]. Le système d'équations ainsi formé s'écrit :

II.4.3.1. Équation de continuité

La forme générale de l'équation de continuité est la suivante[13] :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \nabla (J_i) = S_i \tag{II-9}$$

Où

 N_i et J_i représentent la densité et le flux de la i^{ème} espèce. Le terme source est noté par S_i , Il est calculé comme étant le produit des taux de réaction avec les densités des espèces réactants. La résolution des équations (II-9) donne les distributions spatio-temporelles des espèces générées par la décharge électrique. Pour résoudre cette équation, il est nécessaire de connaître le flux J_i et S_i .

II.4.3.2. Les équation de transfert de quantité de mouvement[2]

Nous supposons, pour l'équation de transfert de quantité de mouvement, l'approximation de dérive-diffusion. Les équations de transfert de quantité de mouvement pour les particules chargées et les particules neutres s'écrivent respectivement :

$$J_i = N_i V_z \quad D_i \nabla N_i \quad + \ q_i \mu_i N_i E$$
 (II-10)
$$J_i = N_i V_z \quad D_i \nabla N_i$$
 (II-11)

Ou V_z est la vitesse d'écoulement du gaz; q_i , μ_i et D_i sont la charge, la mobilité et le coefficient de diffusion de l'espèce chargé i respectivement.

Le flux des particules neutres s'écrit comme la somme d'un terme de diffusion $D_i \nabla N_i$ et d'un terme de convection du gaz $N_i V_z$. Le flux des particules chargées contient un terme supplémentaire de dérive $q_i \mu_i N_i E$.

II.4.3.3.Equation d'énergie [23]

Les équations de continuité, de quantité de mouvement, et d'énergie sous les formes ci-dessus couplées à l'équation de Poisson (II.5) [14].On peut ajouter un troisième moment pour les particules au système pour améliorer la représentation des processus d'ionisation.

On peut considérer que le terme source d'ionisation dans ce modèle dépend de l'énergie et non plus du champ local. La nouvelle équation est obtenue en multipliant par $\frac{1}{2}mv^2$ l'équation de Boltzmann et en l'intégrant dans l'espace des vitesses :

$$\frac{\partial w_e}{\partial t} + \nabla(v_e.w_e) + \nabla(P_ev_e) + \nabla Q_e = qEN_ev_e \quad N_e \sum_k \varepsilon_k v_k \quad \text{(II-12)}$$

Où:

$$w_e = N_e \left(\frac{1}{2} m v_e^2 + \frac{3}{2} K T_e\right)$$
 (II-13)

 P_e : La pression électronique,

Avec:

 v_e : La vitesse moyenne des électrons,

 Q_e : Le flux de chaleur,

 ε_k : L'énergie de collision entre un électron et une particule k,

 v_k : La fréquence moyenne des différents processus de collisions inélastiques.

La résolution de cette dernière équation pour les électrons est plutôt coûteuse en temps de calcul et peut être avantageusement remplacée par l'approximation dite du champ local. Dans cette hypothèse le gain d'énergie des électrons est contrebalancé localement exactement par les pertes par collisions avec les neutres. Le corollaire de l'approximation du champ local est que tous les coefficients de transport, les mobilités, les coefficients de réactions à un point donné et à un instant donné ne sont fonctions que du champ électrique. De plus les valeurs de ces coefficients sont les mêmes que celles obtenues en résolvant l'équation de Boltzmann pour les électrons en régime permanent sans gradient spatiaux et sous champ uniforme.

Ces équations de continuité, de transfert de quantité de mouvement et de transfert d'énergie sont couplées à l'équation de Poisson. On utilise donc un certain nombre d'approximations pour avoir plus de simplifications. Les approximations les plus couramment utilisées sont :

II.4.3.4. Approximation du champ local

On considère le cas où le champ appliqué à un système est constant et uniforme. On admet dans une telle situation que les propriétés macroscopiques des particules chargées étudiées sont indépendantes de la position et du temps et sont uniquement fonction du champ appliqué.

Les particules sont en équilibre avec le champ électrique et le système est en régime hydrodynamique[14].

Le régime hydrodynamique (ou régime d'équilibre avec le champ local) est un état d'équilibre dans lequel les pertes d'énergie au cours des collisions sont compensées par le gain d'énergie suite aux collisions et aux forces extérieures. On note que cet état est différent de l'équilibre thermodynamique local dans lequel, en l'absence de forces extérieures et au bout d'un temps suffisamment long, l'ensemble des particules d'un système tend vers une situation caractérisée par une distribution de Maxwell à la température du gaz[15]. C'est le résultat stable d'un bilan équilibré entre les processus directs et inverses. Cela ne risque pas de se produire dans le milieu qui nous intéresse (plasma froid non thermique produit par décharge filamentaire) où la température des électrons est très supérieure à celle des ions, elle-même supérieure à celle des neutres.

En fait, le bilan des énergies gagnée et perdue n'est pas rigoureusement nul, ce qui implique que l'équilibre n'est jamais réalisé surtout quand le champ varie dans le temps et/ou dans l'espace. Une approximation valable consiste à admettre l'équilibre si la variation du champ électrique le long d'un libre parcours moyen λ est faible.

 $\frac{1}{E}\frac{dE}{dX}$: Très inférieur à λ^-

La variable x repère la position de la particule le long de la direction du champ électrique.

Si cette relation est valable, la description de la décharge pourra s'effectuer (même lorsque E dépend de la position et du temps) en utilisant les valeurs des paramètres de transport calculés à l'équilibre lorsque le champ électrique est constant. Dans ces conditions, les grandeurs macroscopiques dépendent de la position et du temps uniquement par l'intermédiaire de la variation spatiale ou temporelle du champ électrique réduit local E/N où E et N sont respectivement le champ électrique et la densité du gaz. Cette approximation consiste à considérer que la fonction de distribution atteint un état d'équilibre quasi instantané en réponse à l'application du champ électrique. Cette hypothèse est valide si la durée de relaxation de la fonction de distribution en énergie et en quantité de mouvement des espèces chargées est faible devant toute variation caractéristique du champ électrique dans la décharge. Vitello et ses associés ont montré la validité de cette hypothèse par la résolution de l'équation de Boltzmann [16].

Ils ont montré qu'à la pression atmosphérique et dans l'azote pur, les temps de relaxation sont respectivement de 10 et 100 picosecondes pour des champs réduits de 10 et 100

Dans l'approximation du champ local, on suppose que l'énergie due au champ électrique gagnée par les électrons à un temps donné et à une position donnée est exactement compensée par la perte

Chapitre II Modèles mathématiques

d'énergie due aux collisions aux mêmes instants et positions. Pour que cela soit possible, il faut que les électrons effectuent suffisamment de collisions pour supposer en première approximation qu'ils sont en équilibre avec le champ électrique leur fonction de distribution électronique ne dépend que du champ électrique local réduit :

$$E(r,t) / P(II-14)$$

Où

P :est la pression totale du gaz.

Cela implique que:

- L'équation d'énergie se réduit à l'égalité entre gain et perte d'énergie localement.
- Que la fonction de distribution électronique ne dépend que du champ électrique local réduit. En conséquence, les fréquences de collision, d'ionisation, les mobilités, les coefficients de diffusion dépendent également du champ électrique local. Cette hypothèse permet d'éviter de résoudre une équation d'énergie complète [17].

II.4.3.5. Modèle fluide à deux moments[30]

Le modèle développé pour ce travail est basé sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann. Dans ce modèle, les deux premières équations de transport (continuité et transport de la quantité de mouvement) sont couplées à l'équation de Poisson. Pour pouvoir supprimer l'équation de l'énergie il est nécessaire d'utiliser l'approximation dite du "champ local" (LFA de l'anglais "Local Field Approximation"), qui consiste à supposer que la fonction de distribution des particules chargées à un instant et à une position donnés est la même que celle calculée pour un champ électrique uniforme, lequel correspond à la valeur du champ qui existe à cet instant et à cette position.

Dans ce cas les fréquences de collisions ainsi que les mobilités des espèces chargées peuvent être tabulées en fonction du champ électrique réduit (E/p) champ sur pression, ou E/N champ sur densité de gaz). Cette approximation revient à écrire que l'énergie gagnée par les électrons sous l'effet du champ électrique à un instant et une position donnés est exactement compensée par les pertes dues aux collisions. Elle est donc équivalente à la prise en compte d'une équation d'énergie dans laquelle les seuls termes conservés seraient d'une part le terme de force électrique (« chauffage ohmique »), d'autre part le terme de pertes d'énergie par collisions. Tous les gradients du membre de gauche de l'équation d'énergie sont donc négligés, ainsi que le terme de dérivée temporelle. Il est clair que cette approche n'est en toute rigueur valide que si les grandeurs caractéristiques (en particulier le champ électrique) varient très lentement sur des distances de l'ordre du libre parcours

moyen, ou en des temps de l'ordre du temps entre collisions. Ce n'est souvent pas vraiment le cas, même dans des décharges à pression atmosphérique (l'hypothèse de l'équilibre locale peut cependant être plus justifiée dans des décharges couronne à bas courant que dans des décharges streamer)[31].

Néanmoins l'expérience montre que ces modèles fluides à deux moments arrivent à reproduire au moins qualitativement ou semi-quantitativement un grand nombre de propriétés de ces décharges.

Signalons enfin que dans nos modèles d'équilibre local, la diffusion n'est pas tabulée en fonction du champ réduit. C'est un choix purement physique car des électrons qui diffuseraient vers une paroi où règne un champ répulsif auraient leur coefficient de diffusion qui augmenterait (le coefficient de diffusion augmente lorsque la valeur absolue du champ électrique réduit augmente). Par conséquent la diffusion des espèces chargées est déduite de la loi d'Einstein :

$$\frac{D_{e,p}}{\mu_{e,p}} = \frac{KT_{e,p}}{e} \tag{II-15}$$

Avec:

e : La charge élémentaire.

La température électronique dans l'expression du coefficient de diffusion a été choisie arbitrairement à 1 eV tandis que celle des ions est supposée être identique à celle des neutres (0.01 eV)[32].

II.4.4.Modèles de dérive diffusion

En supposant la température constante et le terme de collision prépondérant, on cherche à résoudre l'équation pour le flux de particules [33]:

$$J = n\overline{v} = nw(E) \quad D(E)\nabla_r \tag{II-16}$$

Les paramètres w(E) et D(E) sont respectivement la vitesse de dérive et le coefficient de diffusion de la particule transportée qui dépend de la position et du temps à travers le champ local E(r,t). L'hypothèse du champ local se traduit par

$$w(r,t) = w(E(r,t))$$
 (II-17)

En effet, dans le cas des décharges haute pression, on admet habituellement que les particules sont en équilibre avec le champ électrique.

En remplaçant l'équation (II-16) dans l'équation de continuité (II-12), on obtient :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_r (nw(E) \quad D(E)\nabla_r n) = \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{coll} = S$$
 (II-18)

L'équation (II-18) prend la même forme pour les électrons et les ions. Elle est dite équation de dérive-diffusion car elle est constituée d'un terme de dérive (du premier ordre par rapport à la dérivée spatiale) et d'un terme de diffusion (du second ordre par rapport à la dérivée spatiale).

S est le terme source de l'équation de continuité rendant compte des réactions principales possibles[34] :

- ✓ L'ionisation.
- ✓ L'attachement.
- ✓ La recombinaison.

Il n'est pas possible en général de résoudre d'une manière analytique l'équation différentielle (II-18) pour chaque particule chargée, il est donc nécessaire de faire appel à des méthodes numériques (voir chapitre III).

II.4.5. Modèle hybride

Ce modèle représente les propriétés de transport des électrons rapides non plus de façon fluide mais microscopique, tout en gardant une représentation fluide du corps de la distribution[35]. Le terme modèle hybride est utilisé pour désigner une autre simulation en considérant deux groupes d'électrons. Ces deux groupes de population électronique sont relativement indépendants. Le premier inclut la majorité des électrons à faible énergie. Le deuxième groupe est composé par les électrons énergétiques accélérés en présence du champ électrique [36].

Ce type de modèle est qualifié d'hybride puisqu'il est de type fluide pour les électrons froids du plasma et de type microscopique pour les électrons rapides. Les électrons rapides sont traités par exemple par une méthode de Monte Carlo [35].

II.5.Conclusion

Les plasmas froids non-thermiques créés par décharges électriques classiques (décharges à barrière diélectrique) ont de nombreuses applications industrielles. La modélisation de ces plasmas est basée notamment sur les équations de conservation des différentes particules ou bien sur les équations de Boltzmann. Pour une meilleure compréhension des processus plasmas et de la décharge, en particulier, nous avons élaboré un modèle fluide auto - cohérent, basé sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann. Ces deux moments sont les équations de continuité et de transfert de la quantité de mouvement qui sont couplées à l'équation de Poisson, en utilisant l'approximation du champ local

On a ensuite défini les quatre modèles mathématiques utilisés pour simuler une décharge à barrière diélectrique à savoir les modèles cinétiques basés sur la résolution de l'équation de Boltzmann, les modèles fluides basés sur la résolution de l'équation de continuité, l'équation de transfert de la quantité de mouvement et l'équation de l'énergie pour les espèces ionisées présentes dans le plasma.

Le quatrième modèle qu'on a utilisé est dit modèle de dérive-diffusion. On fait appel uniquement aux deux premiers moments, pour le deuxième moment, l'équation de conservation de la quantité de mouvement est simplifiée. Le concept physique étant défini, il reste à trouver les outils numériques nécessaires pour résoudre les équations du modèle.

.

Chapitre III

III.1 Introduction:

Le but de ce chapitre consiste à présenter les résultats de simulation des caractéristiques électriques tension /courant et la distribution du courant de décharge à la pression atmosphérique dans l'argon (Ar), dans le cas d'une configuration géométrique bidimensionnelle (2D).

En effet, nous allons voir l'influence de certains paramètres tels que la valeur efficace de la tension appliquée, la permittivité relative du diélectrique et l'épaisseur de ce dernier sur les propriétés électriques de la décharge.

III.2.Les méthodes numériques utilisées [20]

Les grandes familles de méthodes numériques de résolution d'équations aux dérivées partielles sont au nombre de quartes:

- ✓ La méthode des différences finies (MDF).
- ✓ La méthode des volumes finis(MVF).
- ✓ La méthode des éléments finis(MEF).
- ✓ la méthode des caractéristiques(MC).

Diverses méthodes ont été utilisées pour résoudre l'équation de Poisson et l'équation de conservation de la charge. Les plus souvent deux méthodes numériques différentes sont utilisées pour résoudre les deux équations couplées.

L'équation de Poisson est résolue par : la méthode de différences finies MDF, la méthode d'éléments finis MEF ou par la méthode de volumes finis MVF; mais la méthode la plus utilisée, c'est la méthode d'éléments finis. L'équation de conservation de la charge est résolue par la méthode des caractéristiques MC ou la méthode des volumes finis MVF. On présente ici les différentes associations entre les méthodes numériques pour résoudre les deux équations couplées et on montre les idées les plus importantes dans plusieurs travaux. Dans cette partie on s'intéresse par la méthode d'élément finis.

III.2.1 la méthode des éléments finis :

La résolution exacte d'un système différentiel modélisant une problématique physique n'est pas toujours accessible. Lorsqu'il s'agit de modèles à géométries complexes, le recours à des méthodes numériques de calcul et, plus précisément, la méthode des éléments finis (MEF) est donc recommandé.

La MEF est un outil mathématique très puissant et largement adopté en ingénierie électromagnétisme, mécanique, transfert de chaleur parce qu'elle offre la possibilité d'obtenir des

solutions approximatives décrivant la réponse d'un système physique soumis à des mécanismes externes (une tension., une sollicitation, etc. L'évolution technologique connue en informatique a mis à notre disposition de nombreux logiciels d'éléments finis dédiés à plusieurs secteurs de recherche (COMSOL Multiphysies, Effel, GÏD, etc.). Toutefois, il est indispensable de maîtriser les fondements de la MEF pour pouvoir résoudre adéquatement les problématiques rencontrées.

Pour réaliser une étude par éléments finis, il faut que les objectifs de l'étude soient bien définis Le cadre de l'étude, c'est-à-dire le temps et les moyens disponibles, doit être compatible avec les objectifs et la précision cherchée. Supposons toutes ces conditions remplies, l'étude proprement dite est organisée de façon logique selon les étapes suivantes :

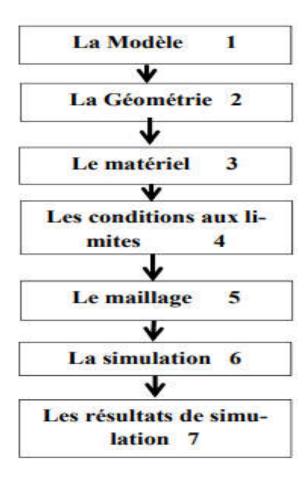


Figure (III.1) Etapes de déroulement d'une étude sous Comsol Multiphysics

III.3. Données de base utilisées dans la simulation :

Pour présenter les résultats de simulation temporelle de la tension et du courant, nous sommes amenés à préciser les valeurs de quelques paramètres d'entrée du programme

Les données nécessaires pour l'exécution des calculs de la décharge pour le gaz sont regroupées dans le tableau III-1 :

Gaz vecteur	Argon	
Distance inter-électrodes	0.49mm	
Amplitude de la tension appliquée	1000kV	
Fréquence d'excitation	50 kHz	
Permittivité relative du diélectrique	ε_r =5 F.m ⁻¹	
Pression du gaz	P=1 [atm]	
Température	300 [k]	

Tableau III-1: Conditions utilisées dans la simulation

III.3.1.Coefficients caractéristiques[11]

III.3.1.1. Mobilité[12]

En l'absence de forces extérieures, aucune direction n'est privilégiée et les particules ionisées ou neutres d'un gaz sont animées d'une vitesse moyenne qui est donnée par l'agitation thermique.

Si nous appliquons un champ électrique constant à cet ensemble de particules, celles-ci vont alors se déplacer collectivement dans la direction de la force induite par le champ électrique.

Ce déplacement collectif provient de ce que, bien que l'ion soit émis dans une direction quelconque après chaque collision, cet ion tend à être ramené par le champ électrique toujours dans la même direction.

La vitesse moyenne avec laquelle le centre de masse de cet ensemble de particules se déplace dans la direction du champ électriqueE est appelée vitesse de dérive .La mobilité $\mu \square$ des particules se déduit de la vitesse de dérive au moyen de la relation:

$$w = \mu E \tag{III-1}$$

III.3.1.2. Coefficients de diffusion[19]

A l'intérieur d'un gaz, ionisé ou non, les différences de concentration des particules d'une région de l'espace à l'autre créent un déplacement de ces particules des régions de haute concentration vers les régions de basse concentration. Le flux de diffusion J diffusion par La relation suivant :

$$\overline{J_{\text{diffusion}}} = D\overline{\nabla}n \tag{III-2}$$

La constante de proportionnalité est le coefficient de diffusion. Nous avons donc :

$$\frac{D}{u} = \frac{m}{3e} < V > 2 \tag{III-3}$$

Où

$$\frac{D}{\mu} = \frac{KT}{e} \tag{III-4}$$

La relation (III.4) est dite relation d'Einstein.

m est la masse de l'électron,e sa charge, k est la constante de Boltzmann et T la température en degrés Kelvin.

La définition précédente du coefficient de diffusion D suppose que le milieu diffuseur est isotrope. Dans ce cas, D est une grandeur scalaire (ce sera le cas pour la modélisation 2D que nous présenterons dans ce chapitre).

Dans le cas d'un gaz contenant des particules chargées, le milieu est rarement isotrope et le coefficient de diffusion est un tenseur. Ce tenseur se simplifie et devient diagonal lorsque, les forces appliquées étant d'origine électrique, les électrodes sont planes et parallèles. Il existe alors un coefficient de diffusion longitudinal DL, correspondant à la diffusion dans le sens du champ électrique, et un coefficient de diffusion transversal DT correspondant à la diffusion dans la direction perpendiculaire (ce cas est pris en considération dans les modélisations bidimensionnelles)

III.4. Chimie du plasma:

L'argon est un gaz intéressant, Le tableau 1 résume les réactions chimiques pris en considération.

réaction	LA FORMULE	LE TYPE	$\varepsilon(eV)$	kf (m3/(s·mol))
1	e + Ar => e + Ar	Elastique	0	
2	e + Ar => e + Ars	Excitation	11 ,5	
3	e + Ars => e + Ar	Superplastique	-11.5	
4	$e + Ar => 2e + Ar^+$	Ionisation	15.8	
5	$e + Ars => 2e + Ar^+$	Ionisation	4,24	
6	Ar + Ars => Ar + Ar	Ionisation		1807
7	Ars + Ars => Ars + Ar	Métastable		2,3*10 ⁷

Tableau III-2: Tableau de collisions et réactions.

III.5.Configuration d'électrodes utilisées :

Pour la simulation de la décharge à barrière diélectrique dans l'argon, nous avons choisi une configuration plan-plan figure (III-1).

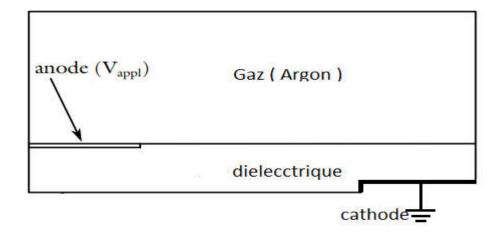


Figure (III-2): Géométrie utilisée

III.6. Analyse du problème

Cette analyse doit fixer les paramètres de calcul et conduire à la réalisation d'un maillage. Cette phase basée sur l'expérience personnelle acquise dépend de nombreuses considérations. La difficulté essentielle est de trouver un bon compromis entre les paramètres propres au problème et ceux relatifs à l'environnement de travail. L'analyse du problème nous conduit à préciser un certain nombre d'hypothèses, et à effectuer des choix qui conditionnent les résultats [37].

III.6.1 Choix du modèle :

En calcul des structures, les plus classiques sont de type : poutre, élasticité plane, axisymétrique, coques mince ou épaisse, tridimensionnel à ces modèles mathématiques correspondent des familles d'éléments finis [37].

III.6.2 Choix du type d'éléments :

Il est fonction de la précision voulue, de la nature du problème, mais aussi du temps disponible. On choisira les éléments les mieux adaptés dans les familles disponibles [37].

III.6.3 Choix du maillage

Il dépend essentiellement de la géométrie, des sollicitations extérieures, des conditions aux limites à imposer, mais aussi des informations recherchées : locales ou globales. Sans oublier bien entendu le type d'outils dont on dispose pour réaliser ce maillage [37].

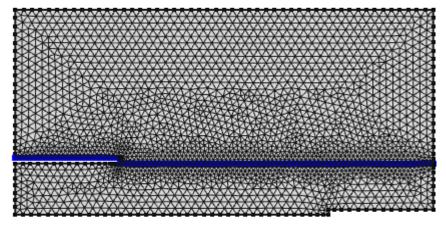


Figure (III-3): Maillage structuré à proximité de l'électrode

III.6.4 Hypothèses de comportement

Quel modèle retenir pour représenter le comportement du matériau. Le calcul est-il linéaire Doit-on modéliser l'amortissement Si le matériau est hétérogène ou composite, peut-onutiliser une méthode d'homogénéisation [37].

III.6.5 Exécution du calcul

Ce bloc, le plus coûteux en temps machine est souvent exécuté en tâche de fond. Un fichier de résultats permet de vérifier que les différentes phases de calculs se sont correctement déroulées :

- ✓ Interprétation des données, vérification des paramètres manquants.
- ✓ Construction des matrices, espace utile pour les gros problèmes.

- ✓ Singularité de la matrice raideur, problème de conditions aux limites ou de définition des éléments [37].
- ✓ Convergence, nombre d'itérations, etc.

III.6.6 Exploitation des résultats

Les calculs demandés dans le cahier des charges ont le plus souvent pour objectif de valider ou de vérifier le dimensionnement d'une structure. Les résultats obtenus et les conclusions relatives aux phénomènes à étudier devront être présentés de façon synthétique : tableaux, courbes, visualisation. Cela justifie largement l'utilisation d'un post-processeur, qui propose des outils pour sélectionner les informations que l'on veut étudier.

III.7. Présentation des résultats de simulation

Dans cette partie, on étudié l'influence de différents paramètres de la décharge tels que la tension appliquée, la permittivité du matériau diélectrique et l'épaisseur de ce dernier sur le comportement de la décharge.

III.7.1. Les étapes de l'ionisation du gaz (Ar)

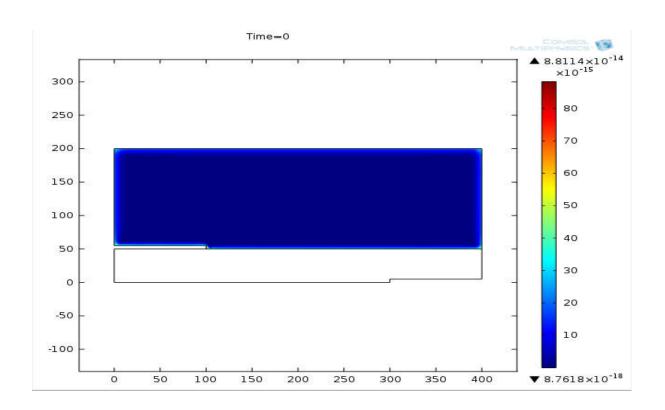


Figure (III-4) : Evolution de l'ionisation du gaz pour t = 0s

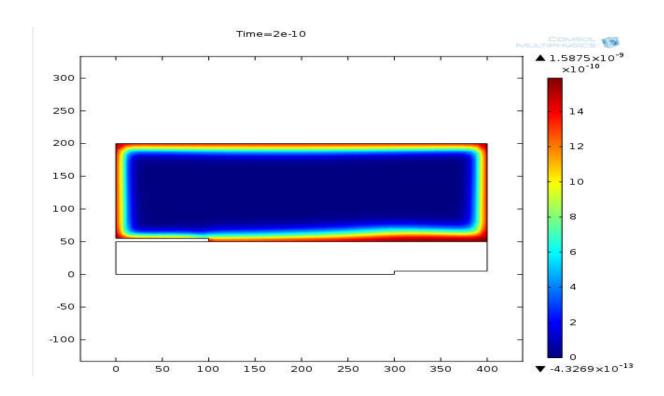


Figure (III-5) :Evolution de l'ionisation du gaz pour $t = 2e^{-10}s$

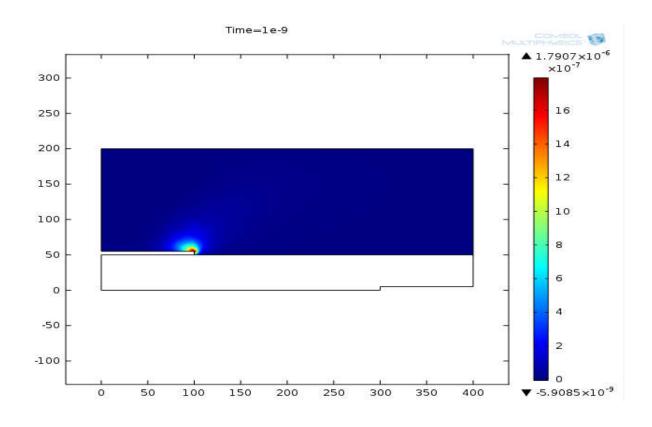


Figure (III-6) :Evolution de l'ionisation du gaz pour $t = 1e^{-9}s$

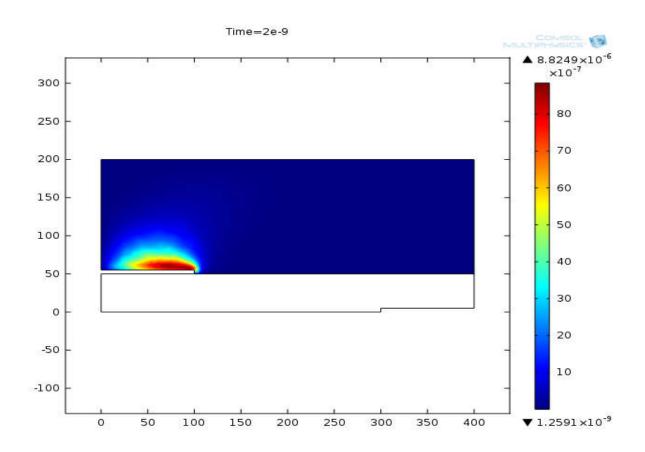


Figure (III-7) :Evolution de l'ionisation du gaz pour $t = 2e^{-9}s$

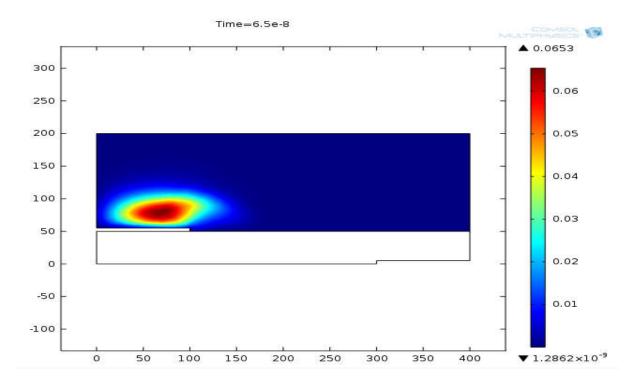


Figure (III-8) :Evolution de l'ionisation du gaz pour $t = 6.5e^{-8}s$

III.7.2. Etude paramétrique d'une décharge à barrière diélectrique dans l'argon :

Pour comprendre les phénomènes de la décharge étudiée et les différents paramètres qui peuvent influencés sur le comportement de la décharge il faut à chaque fois varier l'un des paramètres (
Amplitude de la tension appliquée, permittivité du diélectrique et son épaisseur) et fixer les autres.

III.7.2.1 L'influence de la tension appliquée :

Pour voir l'influence de la tension appliquée sur le courant de décharge nous avons appliqué des tensions différentes de valeur efficace de : (1000V, 950Vet900V)

La distance inter-électrodes est égale à **0.49mm**. La fréquence d'excitation est égale à 50 kHz. La pression atmosphérique est fixée à 1 [atm]etla permittivité du diélectrique vaut ε_r =5 F.m⁻¹.

On peut remarquer que Le courant de décharge augmente avec l'augmentation de la tension d'alimentation appliquée.

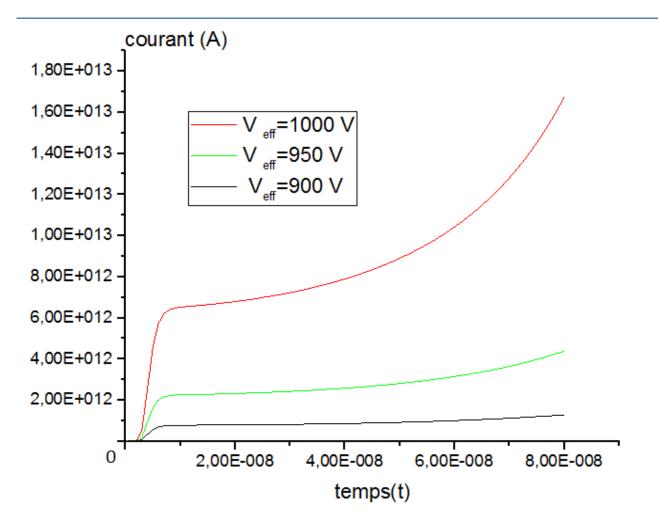
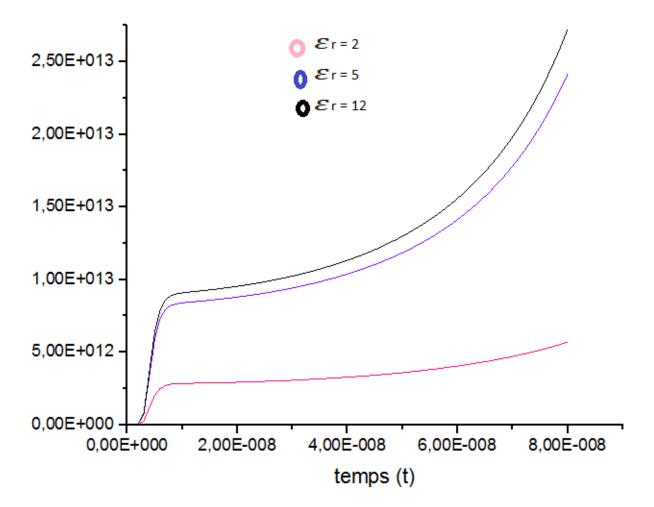


Figure (III-9): Variation du courant en fonction du temps pour différentes valeurs de la tension appliquée.

III.7.2.2 Influence de la permittivité dudiélectrique :

De la même manière, pour voir l'influence de la permittivité du matériau sur la décharge, on changera le matériau. On a utilisé trois matériau de permittivité relative différents : 2 , 5 et 12.

L'amplitude de la tension appliquée est fixée à 1000*tanh (5e8*t[1/s]). La fréquence d'excitation est égale à 50 kHz. La pression atmosphérique est fixée à 1 atmPa.La figure (III-10) montre l'effet de la permittivité du diélectrique sur la distribution temporelle du courant de la décharge.



La Figure (III-10) :Variations de courante en fonction du temps pour différentes valeur de la permittivité relative

On remarque que le courant de la décharge augmente avec l'augmentation de la permittivité.

III.7.2.3 Influence de l'épaisseur du diélectrique

Après avoir étudié l'influence de la tension appliquée et la permittivité du diélectrique sur le courant, on passera maintenant à voir l'influence de l'épaisseur du matériau sur la décharge.

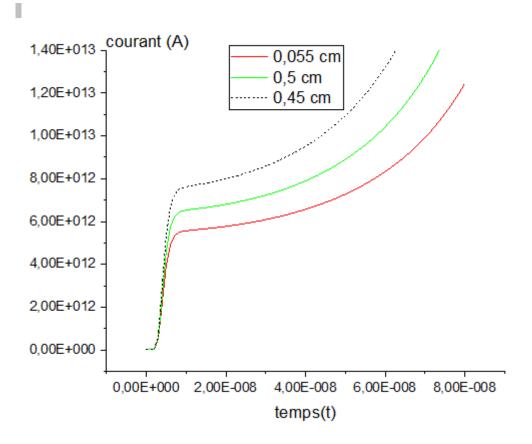


Figure (III-11): Variation du courant pour différentes valeurs de l'épaisseur du diélectrique

A partir de cette figure On constate que le comportement de la décharge dépend fortement de l'épaisseur du diélectrique.

III.8 Conclusion

On a présenté dans ce chapitre les résultats de simulation en considérant un modèle fluide auto-cohérent. Nous avons traité le cas de gaz atomiques l'argon (Ar). Les résultats de simulation sont illustrés en termes de variation en temps de la tension et du courant et la variation dans l'espace inter électrodes du potentiel, des courants à partir de la présentation de modèle mathématique utilisé pour décrire le comportement d'une décharge de Townsend à la pression atmosphérique, dans l'argon.

L'étude de ces résultats, corrélée avec les observations expérimentales permettra, dans le chapitre II, de mieux comprendre la physique de la décharge à barrière diélectrique dans une atmosphère.

Ce chapitre est divisé en deux parties. Tout d'abord, nous présenterons les équations mathématiques qui régissent le mouvement des particules dans la décharge. La seconde partie du chapitre sera consacrée à la présentation des données nécessaires à la simulation, c'est à dire les données de base caractérisant le transport des particules, ainsi que la cinétique chimique dans l'atmosphère de la décharge considérée.

Conclusion Générale

Conclusion générale

Les décharges à barrières diélectriques tendent de plus en plus à être utilisées pour des procédés de déposition, avec des gaz réactifs.

L'objectif de ce mémoire est l'étude paramétrique de la décharge électrique avec une barrière diélectrique. La recherche bibliographique répartie dans le premier chapitre nous a permis d'acquérir des connaissances sur la décharge électrique en générale, et d'approfondir la compréhension des décharges électriques avec une barrière diélectrique.

Dans le deuxième chapitre, on a défini les modèles mathématiques utilisés pour simuler une décharge, à savoir les modèles utilisés pour la résolution des équations de transport des particules chargées. La résolution de l'équation de Boltzmann, de la quantité de mouvement et l'équation de continuité, l'équation de transfert de la quantité de l'énergie pour les espèces ionisation présentes dans le plasma. Le concept physique étant défini, il reste à trouver les outils numériques continuité des espaces chargées pour calculer le champ électrique par résolution de l'équation de Poisson.la résolution de l'équation de Poisson nous permet de déterminer le champ électrique qui a été utilisé par la suite pour calculer le coefficient d'ionisation, d'attachement et la mobilité des électrons. Ces paramètres sont nécessaires dans la résolution des équations de continuités des particules chargées.

Afin de résoudre les équations de continuité des espaces neutre, la densité électrique obtenue est injectée ensuite dans le logiciel Comsol à travers le terme source pour déterminer les distributions spatiales.

On s'estintéressé à la simulation d'une décharge à barrière diélectrique sous dans une configuration plan- plan dans l'argon à la pression atmosphérique.

Dans le dernier chapitre, une étude paramétrique a été effectuée. Cette étude a permis d'évaluer l'influence de la tension appliquée à l'anode, de la permittivité relative et de l'épaisseur du diélectrique sur le comportement de la décharge à l'état temporelle

Référence Bibliographique

- [1] : Pierre AUDIER, « Étude d'une décharge à barrière diélectrique surfacique. Application au contrôle d'écoulement autour d'un profil d'aile de type NACA0012. », Université d'Orléans, 6 décembre 2012.
- [2] : Benoît BERNECKER, « Formation de structures et phénomènes d'auto-organisation dans les Décharges à Barrière Diélectrique. », Université Toulouse III- Paul Sabatier, 6 septembre 2010.
- [3] : Alban Sublet, « ingénieur en physique appliquée et instrumentation, Université de Savoie, Annecy, France et de nationalité française », LA FACULTÉ DES SCIENCES DE BASE CRPP Association Euratom SECTION DE PHYSIQUE, N⁰ 3801 (2007).
- [4]: Lagmich Youssef, « DIAGNOSTIC ET MODELISATION D'UNE DECHARGE A BARRIERE DIELECTRIQUE POUR LE CONTROLE D'ECOULEMENT », Université Toulouse III Paul Sabatier, 29 novembre 2007.
- [5]: Thanh Doanh, « Etude d'une décharge à barrière diélectrique établie dans un mélange gaz rare halogène », Université Toulouse III-Paul Sabatier ,31 Janvier 2011.
- [6]: Pierre AUDIER, « Etude d'une décharge `a barrière diélectrique surfacique. Application au contrôle d'écoulement autour d'un profil d'aile de type NACA 0012 », Université d'Orléans,6 décembre 2012.
- [7]: Pierre MAGNIER, « Étude expérimentale du contrôle d'écoulements aérodynamiques subsoniques par action de plasmas froids surfaciques à pression atmosphérique », Université d'Orléans, 26 novembre 2007.
- [8] : Katia Allégraud , « Décharge à Barrière Diélectrique de surface : physique et procédé», Ecole Polytechnique.
- [9] :Melle khodja khadidja, « modalisation unidimensionnelle d'une décharge a barrière diélectrique pour lompe à excimére »,université des science et technologie d'Oran-mohamed boudiaf,04/07/2010.
- [10]: Alexandre Labergue, « Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas Application au contrôle de décollements d'écoulements », Université de Poitiers, 25 novembre 2005.

- [11] : Antoine Debien, « Étude électromécanique et optimisation d'actionneurs plasmas à décharge à barrière diélectrique Application au contrôle de décollement sur un profil d'aile de type NACA 0015 », UNIVERSITÉ DE POITIERS UFR, 25 février 2013.
- [12]: https://www.universalis.fr/encyclopedie/matiere-physique-plasmas/1-historique-et-premiers-concepts/
- [13]: Morgane laurent, « Utilisation d'une décharge à barrière diélectrique pour développer une matrice polymère plasma dégradable pour des applications vasculaires », Université Laval, 30 novembre 2017.
- [14]: Mame Andallah Diop, « Alimentation sans transformateur pour dispositif de Décharge à Barrière Diélectrique (DBD) », Université Toulouse 3 Paul Sabatier, Lundi 30 Janvier 2017.
- [15]: C.Sarra-Bournet, « Design et réalisation d »un réacteur plasma à pression atmosphérique pour des traitements de surfaces dans le domaine des biomatériaux », Universite Laval, 2007.
- [16]: N.S.J.Braithwaite, « Introduction to gaz discharges », plasma Sources Sci.Technol.vol.9.n⁰⁴, 2000.
- [17] : A.Labergue, « Etude de décharges électrique dans l'air pour le développement d'actionneurs plasma-Application au contrôle de décollements d'écoulements », Universite de Poitiers ,2005.
- [18] :M.A Lieberman et A.J.Lichtenberg .prencibles of plasma dicharges and materials processing .John Wiley & sons.2005.
- [19]: A Imen, « Effet des condition aux limites sur la propagation du streamer positif dans l'azote », University of science and tchnology in Oran, 2016.
- [20] :J. Potin, «Modelisation numérique d'une décharche filamentaire contrôle par barrière dièlectrique dans l'zote à la pression atmosphèrique »,Toulouse3,2001
- [21] :V.Martin, « Etude de microdècharge comme source de rayonnement ultraviolet intense» université paris sud parisXI ,2011.
- [22] : O.ducasse ; « modélisationélectrohydrodynamique d'un réacteur plasma hors équilibre de dépollution des gaz » ,TOULOUSE 3 ,2006 .
- [23] : J.P.boris , M.J.Fritts,RV.madale,B.E.Mc donald ,N.K.winsor,et S.T.Zalesak, Finite-difference techniques for voctorized fluid dynamics calculations. Spriger science & business Media,2012.

- [24]: V.vahedi et M.surendra, « A monte carlo collision model for the particle-in-cell method :applications to argon and oxygen discharges », comput. Phys. Commun,vol.87,1995.
- [25] :D.Bessiéres, »Modélisation des décharges électriques filamentaire », pau,2006.
- [26]: E.E. Kunhardt et C.Wu, « towards a more accurate flux corrected transport algorithme », j. Comput. phys, vol.68,n⁰ 1,p.127-150,1987.
- [27]: J-P. Bœuf et E. Marode, « A monte carlo analysis of an electron swarm in a nonuniform field: the cathode region of a glow discharge in helium », J.phys. Appl.phys., vol. 15, n⁰ 11, p. 2169, 1982.
- [28] : A. Hamani, « Modélisation multidimensionnelle des décharges froides haute pression pour l'application aux dispositifs de dépollution des gaz d'échappement », 1996.
- [29]: A.J. Davies, « discharge simulation »,IEE proc.-phys.sci. Meas. Instrum. Manag. Educ.-Rev.,vol.133,186.
- [30]: A. Bogaerts et R. Gijbets, « fundamental aspects and applications of glow discharge spectrometric techniques », spectrochim. Acta B At.spectrosc., vol.53, 1998.
- [31] : S.Cany, « Modalisation d' une décharge transitoire :application au laser hf photo-déclenche et au panneau plasma rf »,2000.
- [32]: C.Punset, « Modalisation bidimensionnelle fluide d'un écran a plasma »,1998.
- [33] : J.Meunier, « Etude numérique et expérimentale d'une cellule de panneau à plasma alternatif couleur »,1995.
- [34]: J.P.Boeuf et L. C. pitchford, « two-dimensinal model of a capacitively coupled rf discharge and comparisons with experiments in the gaseous electonics conference reference reactor », phys. Rev. E,vol. 1995.
- [35]: G.J. M. Hagelaar, Modeling of microdischarges for display technology. Technische universiteit Eindhoven, 2000.
- [36]: S. pancheshnyi, M. Nudnova, et A. Starikovskii, « development of a cathode- directed stramer discharge in air at different pressures: experiment and comparison with direct numerical simulation », phys. Rev.E, vol.71,2005.

- [37]: J. J. Lowke et R. Morrow, « theorectical analysis of removal of oxides of sulphur and nitrogen in pulsed operation of electrostatic precipitators », IEE Tans. Plasma Sci., vol.23,1995.
- [38]: G. J. M. Hagelaaret L. C. Pitchoford, « Solving the Boltzmann equation to optain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models »,plasma sources Sci. Technol., 14.2005.
- [39]: D. Benyoucef, « Modilisation particulaire et multidimensionnelle des décharges hors équilibre a base pressios excitée par champs électromagnétiques université de toulouse, université toulouse III-Paul Sabatier.2011.
- [40]: D. L. Scharfetter et H. k. gummel, « Large-signal analysis of a silicon read diode oscillator », IEEE Trans. Electron devices, vol. 16, 1969.
- [41]: A Imen, « Effet des condition aux limites sur la propagation du streamer positif dans l'azote », University of science and tchnology in Oran, 2016.
- [42]: D. L. Book, J. P. Boris, et K. Hain, « Flux-corrected transport II: Generalizations of the method », j. Comput. Phys., vol.18, 1975
- [43]: https://www.capterra.lu/software/123801/comsol-multiphysics
- [44]: [1] Techniques De L'ingenieur, Traite Genie Electrique « Plasmas Froids De Decharge Proprietes Electriques » D 2 830
- [45]: H.-H. Kim, « Nonthermal plasma processing for air-pollution control: a historical review, current issues, and future prospects », *Plasma Process. Polym.*, vol. 1, n° 2, p. 91–110, 2004.
- [46] U. Kogelschatz, B. Eliasson, et W. Egli, « Dielectric-barrier discharges. Principle and applications », *J. Phys. IV*, vol. 7, n° C4, p. C4–47, 1997.
- [47] K. Buss, « Die elektrodenlose Entladung nach Messung mit dem Kathodenoszillographen », *Arch. Für Elektrotechnik*, vol. 26, n° 4, p. 261–265, 1932.
- [48] S. Kanazawa, M. Kogoma, T. Moriwaki, et S. Okazaki, « Stable glow plasma at atmospheric pressure », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 21, no 5, p. 838, 1988.
- [49] U. Kogelschatz, « Dielectric-barrier discharges: their history, discharge physics, and industrial applications », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 23, nº 1, p. 1–46, 2003.
- [50] U. Kogelschatz *et al.*, « DC and low frequency air plasma sources », *Non-Equilib. Air Plasmas Atmospheric Press.*, 2005.

Référence

- [51]A. Labergue, « Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas–Application au contrôle de décollements d'écoulements », Université de Poitiers, 2005.
- [52] N. Aggadi, « Etude de la réactivité de suies modèles de n-Hexane sous décharge couronne pulsée à pression atmosphérique », Paris 13, 2006.

التفريغ الكهربائي هو ظاهرة فيزيائية في وسط غازي مما يؤدي الى تأيين الغز اعتمادا على عوامل عدة،يمكن لهذا التفريغ ان يصدر اضواء في المجال المرئي يمكن تحفيز عملية التفريغ بوسائل مختلفة كما ان وجود حاجز عازل بين القطبين السالب و المعالجات الموجب مملوء بالغاز خصائص مهمة جدا مثل التعقيم ،الهليوم لديه توليد الاوزوت ،معالجة النفايات السائلة و الغازية والمعالجات السطحية ،وشاشات البلازما

و هذا العمل المخصص لعرض بيانات المعرفة على كثافة الايونات لإظهار ماهية المعالم الهامة في ذلك بهدف تقديم كما تستعمل فوائد التكنولوجيا في مجال الجهد العالي و شبكة الكهرباء و اهميتها الجديدة هي انها احدثت قفزة صناعية هائلة وهذا بفضل تعويض الطاقة القديمة بسرعة اكبر في رفع القدرة الانتاجية بدون تلوث في داخل المؤسسات الصناعية الكلمات المفتاحية: حاجز عازل ،وسط غازى،التفريغ الكهربائي

Résume:

Les décharges à barrières diélectriques présentent certains avantages vis à vis des décharges d'arc le plus classiques. Cette décharge présente des caractéristiques tout à fait intéressantes qui touchent plusieurs domaines comme la génération d'ozone ,le traitements d'effluents gazeux, les traitements de surfaces ,écrans à plasma ; la stérilisation , ce travail consacré à la présentation de l'états de connaissances sur DBD ainsi les différents paramètres de la variation de tension et de la distance inter électrode ainsi que le paramètre de permittivité diélectrique qui influe sur la décharge de DBD et voir aussi toutes les variations possibles telles que la densité du courant électronique ,la densité ioniques ..etc. Pour montrer quels sont les paramètres importants dans l'objectif de présenter les avantages de cette technologie dans les domaines des hautes tensions et du réseau électrique et aussi pour remplacer la décharge classique avec DBD dans le monde industriels.

Mots clé : DBD, décharge diélectriques, barrière diélectriques

Abstract:

The dielectric barriers Discharges have certain advantages over the most conventional arc discharges. This discharges has quite interesting characteristics which affects several fields such as ozone generation, gaseous effluent treatments, surface treatments, Plasma screens, Sterilization, this work is devoted to the presentation of states knowledge on DBD thus the different parameters of the voltage variation and the distance inter-electrode as well as the dielectric permittivity parameter that influences the discharge of DBD and to see also all possible variations such as electronic current density, ion density ... etc, to shows what is the importance's parameters in objective to presents the advantages of this technology in the domains of high voltages and electric network and also to compare the classical discharge with DBD in the application and velocity treatments in economic industrials world.

Keywords: DBD, dielectric discharge, dielectric barrier