الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

جامعة وهران للعلوم و التكنولوجيا محمد بوضياف





Présenté par : SARIDJ AHMED

Intitulé

Modélisation numérique du régime luminescent d'une décharge électrique à la pression atmosphérique

Faculté	: Génie Électrique
Département	: Électrotechnique
Spécialité	: Électrotechnique
Option	: Réseaux Électriques

Devant le Jury Composé de :

Membres de Jury	Grade	Qualité	Domiciliation
SETTAOUTI Abderrahmane	Pr	Président	USTO-MB
BELARBI Ahmed-Wahid	Pr	Encadrant	USTO-MB
TILMATINE Amar	Pr	Examinateur	Univ. SBA
HAMID Azzedine	Pr	Examinateur	CU. El Bayedh
BENDAOUD Abdelber	Pr	Examinateur	Univ. SBA
MESSAAD Mohammed	Pr	Examinateur	USTO-MB

Année Universitaire : 2020/2021

Je dédie ce travail :

A mes parents mon père et ma mère ; A mes frères et mes sœurs, sans oublier leurs enfants ; A toute ma famille et mes amis ;

A tous ceux quí m'ont encouragé de près ou de loín.

Je remercie tout d'abord **ALLAH** le tout puissant qui m'a éclairé le Bon chemin et m'a donné la force pour le suivre, ainsi que l'audace pour dépasser toutes les difficultés. Nous en sommes reconnaissants et continuions infiniment à le remercier et le glorifier.

Ce travaíl a été effectué au sein de l'Université des sciences et de la technologie d'Oran Mohamed BOUDIAF, sous la direction de mon encadreur Monsieur **BELARBI Ahmed-Wahid,** Professeur à l'USTO-MB, qui a suivi mon travail de très prés, avec beaucoup de compétence, de multiples conseils, et de grande disponibilité. Grâce à toutes ses qualités humaines et scientifiques, j'ai pu mener à bien cette thèse. Je le prie d'accepter mes plus vifs remerciements pour m'avoir aidé et soutenu, et pour la confiance qu'il m'a accordée en acceptant d'encadrer ce travail doctoral durant ces années.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur **SETTAOUTI Abderrahmane,** Professeur à l'USTO-MB pour l'honneur qu'il me fait de présider le Jury de cette thèse.

Je tiens à remercier également tous les membres du jury :

Monsieur **TILMATINE Amar**, Professeur à l'université de Djillali Liabès-Sidi Bel Abbès;

Monsieur **HAMID Azzedine**, Professeur au centre universitaire NB-El Bayedh;

Monsieur **BENDAOUD Abdelber,** Professeur à l'université de Djillali Liabès-Sidi Bel Abbès;

Monsieur MESSAAD Mohammed, Professeur à l'USTO-MB.

Quí m'ont fait l'honneur d'être les rapporteurs de ce travail et qui ont permis d'améliorer ma thèse grâce à leurs remarques et leurs conseils éclairés.

Sans oublier de remercier mes amis **BOUNAOUA Khaled - Fethi** et **BESSIS Benhalima** pour le soutien moral qu'ils m'ont apporté durant les périodes difficiles de ce travail.

Modélisation numérique du régime luminescent d'une décharge électrique à la pression atmosphérique

<u>Résumé</u>:

Dans la présente thèse, nous avons développé un modèle numérique pour une décharge luminescent, établie dans un mélange He/N_2 à la pression atmosphérique. Ce modèle dit « fluide » est basé sur l'hypothèse de l'approximation du champ local. Les équations de transport pour différentes particules couplées de manière auto-cohérente à l'équation de Poisson pour calculer le champ électrique. Les équations du modèle sont de type dérive-diffusion discrétisées par la méthode des différences finies avec un schéma implicite à flux exponentiel. Ce schéma assure une stabilité à notre code lorsque l'un des flux de dérive ou de diffusion est dominant.

Comme le fonctionnement de ce type de décharge (DBD) dépend étroitement aux diélectriques recouvrant les électrodes métalliques, la prise en considération leur présence dans la modélisation est très importante.

Une étape de validation a été effectuée dans laquelle, nous avons confronté nos résultats avec d'autres références, effectués dans les mêmes conditions.

Les résultats obtenus montrent l'établissement d'un régime de décharge identique à celui habituellement obtenu à basse pression, mettant en évidence l'aspect luminescent de la décharge à la pression atmosphérique.

L'étude de la variation temporelle des caractéristiques électriques, la distribution spatiale du champ électrique ainsi que la densité des différentes particules de la décharge a nous permis, une meilleure compréhension des phénomènes physiques régissant la décharge depuis son amorçage à son extinction.

Une étape d'étude de l'influence des conditions d'amorçage sur le comportement de la décharge tels que le taux d'impureté, la fréquence d'excitation, la distance inter-électrodes, la tension appliquée et la capacité des diélectriques solides a été effectuée permettant d'identifier les conditions responsables à l'établissement d'une décharge luminescente à la pression atmosphérique (DLPA).

Mots clés :

DBD, Modèle fluide, Ionisation Penning, Pression atmosphérique, Régime luminescent.

Numerical modeling of a glow electrical discharge regime at atmospheric pressure

Abstract:

In the present thesis, we have developed a numerical model for a glow discharge, established in a He/N_2 mixture at atmospheric pressure. This model called « fluid » is based on the assumption of the local field approximation. The transport equations for different particles coupled in a self-coherent way with the Poisson's equation to calculate the electric field. The model equations are of the drift-diffusion type discretized by the finite difference method with an implicit exponential flow scheme. This scheme provides stability to our code when one of the drift or diffusion flows is dominant.

As the operation of this type of discharge (DBD) depends closely on the dielectrics covering the metal electrodes, the consideration of their presence in the modeling is very important.

A validation step was performed in which we compared our results with other references carried out under the same conditions.

The results obtained show the establishment of a discharge regime identical to that usually obtained at low pressure, highlighting the luminescent appearance of the discharge at atmospheric pressure.

The study of the temporal variation of the electrical characteristics, the spatial distribution of the electric field as well as the density of the different particles of the discharge has allowed us a better understanding of the physical phenomena governing the discharge from its initiation to its extinction.

A step of studying the influence of the ignition conditions on the behavior of the discharge such as the level of impurity, the excitation frequency, the inter-electrode distance, the applied voltage and the capacity of solid dielectrics has was carried out to identify the conditions responsible for the establishment of an atmospheric pressure glow discharge (APGD).

Keywords:

DBD, Fluid model, Penning ionization, Atmospheric pressure, Glow regime.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION GÉNÉRALE :	01
CHAPITRE I : GÉNÉRALITÉS SUR LA DÉCHARGE	
À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE :	04
I-1 Définition d'un plasma :	04
I-2 Paramètres physiques des plasmas :	06
I-2.1 Température électronique :	06
I-2.2 Neutralité :	06
I-2.3 Degré d'ionisation :	06
I-2.4 Libre parcours moyen :	07
I-2.5 Longueur de Debye :	07
I-2.6 Fréquence plasma :	07
I-2.7 Densité et distribution d'énergie des électrons :	08
I-2.8 Potentiel Plasma et Potentiel flottant :	08
I-2.8.1 Potentiel Plasma :	08
I-2.8.2 Potentiel flottant :	08
I-3 Principaux types de collisions dans un plasma :	09
I-4 Mode de génération des plasmas non thermiques	
à la pression atmosphérique :	10
I-4.1 Plasma micro-ondes :	10
I-4.2 Plasma généré par faisceaux d'électrons :	10
I-4.3 Plasma radiofréquence :	10
I-4.4 Plasma de décharges électriques à la pression atmosphérique :	11
I-5 Décharge à barrière diélectrique (DBD) à la pression atmosphérique :	11
I-6 Définition de la DBD :	12
I-7 Historique de la DBD :	12
I-8 Principe de fonctionnement d'une DBD :	13
I-9 Différentes configurations de DBD :	14
I-9.1 Configurations plan-plan :	14
I-9.2 Configuration coplanaire :	15
I-9.3 Configurations cylindriques :	15
I-10 Différents régimes de DBD :	16
I-10.1 Décharge filamentaire :	16
I-10.2 Décharges homogènes contrôlées par barrières diélectriques :	17
I-10.3 Décharge de Townsend à la Pression Atmosphérique (DTPA) :	21
I 10.4.1 Conditions normattant l'obtantion d'une DLPA	22
I-10.4.1 Distance inter-électrodes et diélectrique :	23 23

I-10.4.1.2 Composition gazeuse :
I-10.4.1.3 Alimentation électrique :
I-10.4.2 Décharge Luminescente à la Pression Atmosphérique dans l'Hélium :
I-11 Sources d'alimentations électriques pour DBD : 26
I-11.1 Alimentation en tension sinusoïdale :
I-11.2 Alimentation en tension impulsionnelle :
I-11.3 Alimentation à résonance :
I-11.4 Alimentation en courant :
I-12 Applications des décharges à barrière diélectrique :
I-12.1 Production d'Ozone :
I-12.2 Traitements de surface :
I-12.3 Contrôle de la pollution :
I-12.4 Écrans plasmas :
I-13 Conclusion :

	-
II-1 Modèle fluide :	36
II-1.1 Équation de Boltzmann :	36
II-1.1.1 Équation de continuité :	39
II-1.1.2 Équation de transfert de la quantité de mouvement :	39
II-1.1.3 Équation de la conservation de l'énergie :	40
II-1.2 Hypothèses de fermeture et simplification du modèle :	41
II-1.2 .1 Approximation du champ électrique local :	41
II-1.2 .2 Approximation de dérive-diffusion :	41
II-1.3 Équations de transport pour les particules chargées :	42
II-1.3.1 Équations de transport pour les électrons :	43
II-1.3.2 Équations de transport pour les ions :	43
II-1.4 Équations de transport pour les espèces neutres et excitées :	44
II-1.5 Écriture des termes sources :	45
II-1.5.1 Expression des termes source :	48
II-1.5.1.1 Termes sources des électrons :	48
II-1.5.1.2 Termes sources des ions He ⁺ :	48
II-1.5.1.3 Termes sources des ions He_2^+ :	48
II-1.5.1.4 Termes sources des ions N_2^+ :	48
II-1.5.1.5 Termes sources des métastables He (2 ³ S) :	48
II-1.6 Équation du champ électrique :	48
II-1.7 Couplage champ électrique – équations de transport :	49
II-2 Domaine de simulation :	50
II-2.1 Géométrie (Cellule de décharge modélisée) :	50
II-2.2 Conditions initiales et aux limites :	51
II-2.2.1 Conditions aux limites des équations de transport :	51
II-2.2.2 Équation de la charge surfacique sur les électrodes :	52
II-2.2.3 Conditions aux limites de l'équation du champ et du potentiel électrique :	53

II-2.2.4 Conditions initiales :	53
II-3 Paramètres de transports :	54
II-4 Calcul des caractéristiques électriques de la décharge :	55
II-5 Conclusion :	57
CHAPITRE III : DISCRÉTISATION DES ÉQUATIONS	
DU MODÈLE :	58
III-1 Méthodes numériques :	59
III-1.1 Principe de la méthode des différences finies :	59
III-1.1.1 Notation indicielle :	60
III-1.1.2 Schéma d'ordre supérieur :	61
III-1.1.3 Dérivée d'ordre supérieur :	62
III-1.1.4 Maillage du domaine de simulation :	63
III-2 Discrétisation des équations par la méthode des différences finies :	64
III-2.1 Discrétisation des équations des flux :	65
III-2.1.1 Schéma exponentiel de Scharfetter et Gummel:	65
III-2.2 Discrétisation de l'équation de continuité pour les particules excitées :	70
III-2.3 Discrétisation de l'équation de la charge surfacique :	71
III-2.4 Discrétisation de l'équation du courant de décharge :	71
III-2.5 Discrétisation de l'équation de potentiel et de champ électrique :	72
III-3 Principe de l'algorithme de Thomas :	73
III-4 Conclusion :	74
CHAPITRE IV : RÉSULTATS ET DISCUSSIONS:	75
IV-1 Données de base :	76
IV-2 Validation des résultats :	78
IV-3 Présentation des résultats :	81
IV-3 1 Caractéristiques électriques de la décharge :	81
IV-3 1 1 Courant de décharge :	81
IV-3.1.2 Tensions caractérisant la décharge :	82
IV-3.1.3 Évolution temporelle de la densité de charge à la surface des diélectriques:	83
IV-3. 2 Paramètres de la décharge :	86
IV-3, 2,1 Distribution spatiale du champ électrique :	88
IV-3. 2.2 Distribution spatiale de la densité des électrons et des jons :	80
IV -5. 2.2 Distribution spatiale des acrèces avoitées (Métastables) :	01
IV -5. 2.5 Distribution spatiale des densités de courant :	02
IV 4 Évolution de la décharge :	03
IV 4.1 Évolution temporalle des caractéristiques électriques :	93
IV 4.2 Évolution rentie temporelle de la décharge :	93
IV 4.2.1 Amoreago de la décharge :	94 07
IV 4.2.2 Extinction de la décharge :	71 00
IV -4.2.2 Extilicition de la décharge	70
	99

CHAPITRE IV : ÉTUDE DE L'INFLUENCE DES PARAMÈTRES SUR LE RÉGIME DE LA DÉCHARGE :.....

	101
V-1 Influence du taux d'impureté :	102
V-1.1 Résultats pour un taux d'impureté de 10 ppm :	102
V-1.2 Résultats pour un taux d'impureté de 50 ppm :	104
V-1.3 Résultats pour un taux d'impureté de 80 ppm :	105
V-1.4 Résultats pour un taux d'impureté de 100 ppm :	106
V-1.5 Résultats pour un taux d'impureté de 110 ppm :	107
V-1.6 Résultats pour un taux d'impureté de 130 ppm :	109
V-1.7 Résultats pour un taux d'impureté de 200 et 300 ppm :	110
V-2 Influence de la fréquence d'excitation :	112
V-3 Influence de la distance inter-électrodes :	114
V-4 Influence de l'amplitude de la tension appliquée :	116
V-5 Influence de la capacité des diélectriques :	117
V-6 Conclusion :	118
CONCLUSION GÉNÉRALE :	120
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES :	123

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Depuis plusieurs années, la communauté scientifique s'intéresse de plus en plus aux technologies basées sur les plasmas réactifs hors équilibre générés par des décharges électriques à haute pression. Ce plasma non-thermique est caractérisé par une température électronique très supérieure à celle des ions et du gaz. Cette absence d'équilibre entre les températures permet d'obtenir un plasma dans lequel la température du milieu gazeux peut être voisine de l'ambiante. Ici l'énergie sert principalement à chauffer les électrons et non pas le gaz dans son ensemble. Ces électrons énergétiques provoquent ensuite, avec les molécules du gaz, des collisions inélastiques ionisantes, dissociantes et d'excitation. Les propriétés thermodynamiques de ces plasmas froids rendent alors les décharges de ce type particulièrement bien adaptées pour le traitement de matériaux sensibles à la chaleur, contrairement aux décharges thermiques où les électrons et les ions possèdent la même énergie.

Les décharges habituellement établies à haute pression sont, de type corona ou décharge contrôlée par barrière diélectrique (**DBD**). Cette dernière peut être produite lorsqu'au moins l'une des électrodes est recouverte par une couche diélectrique, comme le verre, le quartz, la céramique...etc. Une source de tension alternative ou pulsée peut être utilisée pour alimenter la cellule DBD. Le rôle du diélectrique dans la DBD est d'empêcher la transition vers un régime d'arc. La charge déposée sur le diélectrique limite le courant en y induisant une chute de tension qui s'oppose à la tension appliquée.

On a donc des impulsions de courant dont la durée dépend de plusieurs paramètres comme la capacité équivalente des diélectriques, la pression du gaz et la tension appliquée...

En régime alternatif, dès que la tension change de signe, la tension entre les diélectriques devient supérieure à la tension appliquée en raison des charges déposées sur les surfaces diélectriques « charges mémoires » par l'impulsion précédente. De nouvelles décharges sont donc initiées dès que la tension vue par le gaz devient supérieure à la tension de claquage et ainsi de suite. Durant ces décharges impulsionnelles, des particules réactives (atomes métastables, radicaux libres, etc...) et des particules radiatives (états électroniquement excités radiatifs) sont générées. Ce sont ces propriétés chimiques et radiatives qu'utilisent les nombreuses applications des DBD.

Le champ d'application industrielle des décharges à barrière diélectrique est très vaste. Parmi lesquelles nous pouvons citer par exemple, l'éclairage, en particulier la génération de lumière UV au moyen de lampes DBD excimères, la génération d'ozone, la décontamination, les panneaux de visualisation. Dans le domaine du traitement de surface (dépôt des couches minces ou gravure en micro-électronique).

En général, une DBD possède une structure inhomogène ou filamentaire qui n'est pas adaptée pour certaines applications par exemple, dans le cas de certains traitements de surface où il est important qu'elle soit traitée de façon uniforme et homogène. De nombreuses équipes scientifiques ont donc cherché des conditions de fonctionnement de DBD en régime homogène à la pression atmosphérique. Il s'est avéré que dans certaines conditions, il était possible de générer un plasma homogène à pression atmosphérique dans des espaces gazeux de quelques mm entre deux diélectriques solides. Toutefois, ces conditions sont assez limitées (gaz rares comme l'hélium, gamme restreinte de distance inter-diélectriques, pression, tension et fréquence).Des milieux ionisés homogènes donc ont pu être obtenus dans des gaz rares comme l'hélium. Dans ce cas, un régime de décharge luminescente à la pression atmosphérique (**DLPA**) de plus fort courant est probablement observé et qui donne lieu à la formation dans l'espace inter-électrodes d'un milieu quasi-neutre. La décharge possède alors une structure proche des décharges luminescentes à basse pression.

La décharge luminescente a été définie par son homogénéité et par la périodicité de son courant. Cependant, la mise en évidence du régime luminescent et des mécanismes conduisant à son obtention n'a pas pu être effectuée avec les seules investigations expérimentales. En raison de la puissance actuelle des moyens de calculs et du développement de méthodes numériques de plus en plus performantes, la modélisation numérique s'est avérée indispensable. Cette modélisation permettra d'une part, la compréhension des phénomènes physiquo-chimiques qui donnent naissance à la décharge luminescente. D'autre part, de confirmer son existence ou non à des valeurs élevées de la pression et enfin, de définir ses conditions d'obtention objet de cette thèse.

Pour ce faire, le présent travail consiste à élaborer un modèle numérique dont le but est d'examiner les propriétés de la DLPA dans l'Hélium avec un petit pourcentage d'impureté d'Azote, de comprendre les mécanismes physiques fondamentaux qui la régissent et de prédire son fonctionnement pour différentes valeurs de paramètres de son amorçage (tels que le taux d'impureté, l'espace gazeux ainsi que l'amplitude de la tension d'excitation et sa fréquence) dont l'effet sur l'appariation et la stabilité du régime luminescent.

La description de ce modèle peut se faire d'une manière macroscopique en étudiant les grandeurs moyennes du plasma, on parle alors d'un modèle fluide ou macroscopique.

Ce rapport est constitué de cinq chapitres. Le premier étant à caractère bibliographique sur les généralités du plasma et des décharges à barrières diélectriques. Nous avons présenté des grandes lignes concernant les décharges contrôlées par barrières diélectriques en mettant l'accent sur le régime luminescent de la décharge dans l'hélium. Le mécanisme de rupture du gaz conduisant à ce régime a été également décrit, ensuite, nous avons rappelé les différents modes d'alimentation, ainsi que quelques applications industrielles de la DBD à la pression atmosphérique. Le deuxième chapitre a été consacré à la description du modèle fluide pour la modélisation de la décharge. Nous avons présenté la structure de ce modèle : l'ensemble du formalisme mathématique, le système d'équations, les hypothèses adoptées et les données nécessaires à la modélisation (paramètres de transport, conditions aux limites, ...) sont exposés d'une manière plus détaillée. Au cours du troisième chapitre, nous avons présenté la méthode numérique adoptée pour la discrétisation dans l'espace et dans le temps de l'ensemble d'équations du model. Les résultats fournis par notre code numérique dans le cas d'une décharge établit dans un mélange Hélium/Azote, ont été présentés et discutés au cours du quatrième chapitre.

Enfin, le cinquième chapitre a été dédié à l'étude de l'influence des différents paramètres d'amorçage sur le régime de décharge et ce, dans le but de définir les conditions d'obtention du régime luminescent à la pression atmosphérique.

CHAPITRE I

GÉNÉRALITÉS SUR LE PLASMA ET DÉCHARGE À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE

Dans cette partie du travail, nous soulignons dans un premier temps quelques rappels généraux sur le plasma tout en donnant les principaux paramètres et grandeurs physiques le caractérisant ainsi que son mode de sa génération. Parmi l'ensemble des plasmas existants, on s'intéresse notamment au plasma non thermique à la pression atmosphérique. On s'attache ensuite à faire une étude bibliographique sur la décharge à barrière diélectrique à la pression atmosphérique (DBD) : sa définition, son historique, son principe de fonctionnement ainsi que les différentes configurations de DBD. Aussi, nous rappelons les différents régimes de fonctionnement d'une décharge à barrière diélectrique en mettant l'accent sur le mode homogène de la décharge, en particulier le régime luminescent objet de la présente thèse. Par la suite, nous discutons sur les différentes sources d'alimentation électrique de la DBD et nous concluons enfin, par un bref rappel sur quelques applications des DBDs à la pression atmosphérique.

I-1 Définition d'un plasma :

Le plasma constitue « le quatrième état de la matière », faisant suite, dans l'échelle des températures, aux trois états classiques : solide, liquide et gaz. Nous retrouverons son évolution comme le montre le schéma de la Fig. I-1. Il constitue environ 99 % de la masse visible de l'univers [1].

Figure I-1 : Évolution de l'état de la matière avec la température.

Température

Le plasma est créé à partir des gaz selon deux possibilités : soit en les chauffant, soit en les soumettant à une décharge électrique. Cette dernière option, permet d'obtenir un plasma qui possède une température relativement basse ; ce type de plasma appelé « plasma froid » est très important à l'égard de nombreux procédés technologiques et son contrôle est un enjeu très important. Dans le cas des plasmas froids non thermiques ou hors équilibre thermodynamique, la température électronique T_e est très grande comparée à la température du gaz T_g qui reste assez proche de la température ambiante. En revanche, si la température électronique T_e est proche de la température du gaz T_g , on parle alors de « plasma chaud » ou à l'équilibre thermodynamique [2]. La Fig. I-2 présente les différents types de plasma en fonction de leurs températures électroniques et densités respectives. Par la suite, nous nous focaliserons sur les plasmas froids hors équilibre à la pression atmosphérique.



Figure I-2 : Classification du plasma en température électronique et en densité [3].

Un système de génération de plasma de décharge est généralement constitué d'une alimentation électrique, d'un applicateur et d'un gaz. L'applicateur comporte les électrodes conductrices et éventuellement des matériaux isolants. La géométrie de l'applicateur contribue à définir l'endroit où le courant électrique fourni par l'alimentation est injecté dans le gaz.

I-2 Paramètres physiques des plasmas :

En théorie, un plasma est un gaz partiellement ou totalement ionisé dans lequel on a macroscopiquement la neutralité électrique. Tous les plasmas n'ont pas les mêmes caractéristiques et peuvent être ainsi identifiés en fonction de certains paramètres précis ; la température électronique, la neutralité, le degré d'ionisation, le libre parcours moyen, la longueur de Debye, la fréquence du plasma, la densité et la distribution d'énergie des électrons, le potentiel plasma et le potentiel flottant.

I-2.1 Température électronique :

On peut définir la température électronique comme la moyenne des énergies de translations des particules dans la décharge. 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 la plus importante pour déterminer et démontrer les phénomènes dans le plasma puisqu'ils sont les agents les plus actifs pour l'ionisation du gaz.

 T_e qui correspond à la température absolue des électrons en Kelvin (°K). On utilise aussi parfois l'énergie électronique en électronvolt (eV), sachant que 1 eV= 1.16×10^4 K [4].

I-2.2 Neutralité :

Électriquement, un plasma est quasiment neutre. Cette quasi-neutralité est réalisée lorsque la densité des particules chargées est suffisante. Dans ce cas, les particules se répartissent de façon à neutraliser localement le milieu. Si une particule s'éloigne de sa position, les particules environnantes exercent sur elle une force de rappel. Ceci donne naissance à la notion d'oscillation plasma [5].

I-2.3 Degré d'ionisation :

En réalité et par abus de langage, on désigne par le terme plasma tous les gaz ionisés quel que soit leur degré d'ionisation α_i (Eq. I-1). Celui-ci varie dans des proportions très importantes suivant la nature du plasma considéré : de 10^{-8} pour des plasmas de décharge à faible intensité à un (1) pour les plasmas, complètements ionisés, de fusion (plasma thermonucléaire, étoiles, etc...). Un plasma étant un milieu énergétique, il peut contenir les diverses espèces suivantes : électrons, ions positifs et négatifs, photons, atomes, neutres (atomes ou molécules) excités ainsi que des fragments de molécules dissociées appelées radicaux.

$$\alpha_i = \frac{n_e}{n_e + N} \tag{I-1}$$

Avec n_e : nombre d'électrons libres par unité de volume, N: nombre de neutres par unité de volume. Lorsque ce rapport est inférieur à 10^{-4} ($\alpha_i \ll 1$), on dit que le gaz est faiblement ionisé. C'est le domaine des plasmas froids.

Au-dessus de cette limite ($\alpha_i \le 1$), le gaz est considéré comme fortement ionisé. C'est le domaine des plasmas chauds.

Quand le degré d'ionisation est égal à l'unité ($\alpha_i = 1$), la densité des molécules est nulle. On dit que le gaz est totalement ionisé [6].

I-2.4 Libre parcours moyen :

Le libre parcours moyen λ est la distance qu'une particule (électron, ion, neutre, etc...) traverse entre deux collisions et due à la nature statistique des collisions, Il peut généralement être décrit par l'équation suivante :

$$\lambda = \frac{1}{\pi (r_1 + r_2)^2 \times N} \tag{I-2}$$

Où r_1 , r_2 sont les rayons des particules en collisions ; N est la densité du nombre de la particule (nombres de particules par unité de volume). C'est pourquoi les plasmas se font généralement à basse pression, en abaissant la pression, on diminue N, on a donc un libre parcours moyen plus grand. Cela permet aux particules d'avoir plus de temps pour être accéléré par le champ électrique entre les collisions et ainsi fournir un plus grand transfert d'énergie lors de la collision, ce qui facilite l'ionisation et ainsi l'obtention d'un état plasma stable [7].

I-2.5 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 de signe opposées dans le volume environnant. Elle est donnée par la relation suivante :

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e q^2}\right)^{1/2} \tag{I-3}$$

 \mathcal{E}_0 est la constante diélectrique du vide, q est la charge de l'électron et k_B est la constante de Boltzmann. Elle peut être aussi exprimée comme suit :

$$\lambda_D(cm) \approx 740 \left(\frac{T_e}{n_e}\right)^{1/2}$$
 (I-4)

Où T_e est en Électronvolts (eV) et n_e est en cm^{-3} .

Un gaz ionisé sera considéré un plasma si et seulement si sa longueur de Debye est beaucoup plus petite que les dimensions physiques du plasma et si le nombre de particules dans la sphère de Debye est plus grand que l'unité. Typiquement, la longueur de Debye d'un plasma à basse pression (300 mTorr) est autour de 1 mm et le nombre d'électrons dans la sphère de Debye se trouve autour de 10^{4} - 10^{7} électrons [8].

I-2.6 Fréquence 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 fréquence plasma électronique s'écrit, si l'on ne considère pas les collisions :

$$f_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{q^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e}\right)^{1/2} \approx 8980 \sqrt{n_e} \quad (Hz)$$
 (I-5)

Avec n_e densité électronique et m_e masse de l'électron. ω_{pe} est la pulsation plasma électronique en (rad/s) [9].

I-2.7 Densité et distribution d'énergie des électrons :

Les électrons libres sont les espèces énergétiques dans les plasmas. Ils obtiennent l'énergie du champ électrique beaucoup plus rapidement que les ions et lorsqu'on considère seulement les collisions élastiques, on peut les considérer thermiquement isolés des atomes et molécules par leurs différences de masses. De cette façon, les électrons accumulent assez d'énergie cinétique pour effectuer des collisions inélastiques et produire l'ionisation nécessaire pour soutenir la décharge.

La distribution d'énergie des électrons d'un plasma froid peut être décrite par une approximation de Druyvesteyn [9].



Figure I-3 : Distribution d'énergie des électrons d'un plasma froid.

I-2.8 Potentiel Plasma et Potentiel flottant :

I-2.8.1 Potentiel Plasma :

Loin des parois, la neutralité macroscopique du milieu $n_e = n_i$ implique un champ électrique nul et donc un potentiel constant. Ce potentiel appelé potentiel plasma (V_p) est en général positif par rapport aux parois. C'est l'origine des potentiels dans le plasma. Une petite surface portée à V_p ne perturbe pas le milieu [**10**].

I-2.8.2 Potentiel flottant :

Quand on plonge un corps isolé dans le plasma, il reçoit en premier lieu des électrons qui ont une vitesse moyenne beaucoup plus grande que celle des ions. Progressivement, la paroi se charge négativement, ce qui a pour effet de repousser les électrons et d'attirer les ions. Le corps étant isolé, l'équilibre est atteint quand le flux d'ions Γ_i compense le flux d'électrons Γ_e . Dans ces conditions, la paroi se fixe à un potentiel appelé potentiel flottant V_f négatif par rapport au potentiel plasma. Le corps est alors entouré d'une zone de charge d'espace positive appelée gaine. Le potentiel flottant V_f est donné par la formule suivante :

$$V_f = \frac{KT_e}{2q} \ln\left(\frac{m_i}{2,25m_e}\right) \tag{I-6}$$

Où V_f est le potentiel flottant en [V], KT_e l'énergie électronique en [joule], m_i la masse ionique [kg], m_e la masse électronique [kg] et q la charge de l'électron en [Coulomb] [10].

I-3 Principaux types de collisions dans un plasma :

Au laboratoire, l'ionisation du gaz peut s'obtenir par l'injection des électrons par l'intermédiaire d'une décharge électrique, raison pour laquelle ces plasmas sont appelés « **plasmas de décharge** ». Cette décharge électrique provoque des collisions, entre les électrons émis depuis la cathode vers l'anode et les espèces du gaz. Ces collisions génèrent des espèces nouvelles dans le gaz, lesquelles à leur tour, peuvent produire des changements temporaires ou définitifs, dans la structure du gaz ou d'un autre matériau exposé à la décharge. Les différents types de collisions entre particules dans un plasma sont listés dans le Tab. I-1 [10].

	Nom de la réaction
Électrons :	
$e + A \rightarrow A^+ + 2e$	Ionisation
$e + A \rightarrow A^* \rightarrow e + A + hv$	Excitation
$A^* + M \rightarrow A + M^+ + e$	Ionisation de « Penning »
$e + A \rightarrow e + A$	Collision élastique
$e + AB \rightarrow e + A + B$	Dissociation
$e + AB \rightarrow 2e + A^+ + B$	Ionisation dissociative
$e + AB \rightarrow A^{-} + B$	Attachement dissociatif
$e + A^+ + B \longrightarrow A + B$	Recombinaison
Ions :	
$A^+ + B \rightarrow A + B^+$	Échange de charge
$A^+ + B \longrightarrow A^+ + B$	Collision élastique
$A^+ + B \rightarrow A^+ + B^+ + e$	Ionisation
$A^+ + B \rightarrow A^+ + B^* \rightarrow A^+ + B + hv$	Excitation
$A^+ + e + B \rightarrow A + B$	Recombinaison
$A^+ + BC \rightarrow A^+ + B + C$	Dissociation
$A + BC \rightarrow C + AB$	Réaction chimique

Tableau I-1 : Principaux types de réactions dans un plasma.

I-4 Mode de génération des plasmas non thermiques à la pression atmosphérique :

Pour le but de générer des plasmas non thermiques à la pression atmosphérique, de nombreuses techniques ont été étudiées au sein des laboratoires. Certaines ont été implémentées sur site pour des applications industrielles. Les sources de plasmas non thermiques les plus connues sont les suivantes :

I-4.1 Plasma micro-ondes :

Les plasmas micro-ondes se génèrent par l'ionisation d'un gaz en injectant une énergie micro-onde (rayonnement électromagnétique) de fréquence variable entre 300 MHz et 10 GHz. Ces plasmas ne sont pas générés à l'aide d'électrodes, comme dans le cas des décharges électriques, mais avec des systèmes à cavité résonante, à guide d'onde ou à effet de surface, alimentés par un générateur de type magnétron ou surfatron [11].

I-4.2 Plasma généré par faisceaux d'électrons :

Dans ce genre de système, un faisceau d'électrons monocinétiques de grande énergie (100 keV à 1 MeV) est injecté dans le gaz cible après avoir été généré dans une chambre sous très basse pression ($< 10^{-4}$ mbar). Les électrons primaires, qui sont généralement émis par une cathode thermo-ionique, sont ensuite accélérés par un champ électrique intense de plusieurs centaines de kV/cm. Les collisions provoquées par les électrons énergétiques sont la source de toute la chimie du système. Les électrons primaires injectés dans le gaz entrent en collisions inélastiques avec les molécules majoritaires et leur cèdent de l'énergie principalement à travers des processus d'ionisation, de dissociation et d'excitation. Les électrons au fur et à mesure de leur pénétration dans le milieu gazeux déposent leur énergie cinétique via les processus inélastiques. La formation d'un plasma réactif s'arrête quand l'énergie des électrons devient inférieure aux plus bas seuils de collisions inélastiques des molécules du gaz. Dans ces conditions, le faisceau d'électrons énergétiques la capacité de générer à la pression atmosphérique un grand volume de plasma réactif plutôt homogène **[12]**.

I-4.3 Plasma radiofréquence :

À l'aide d'un dispositif RF, il est possible de créer un plasma froid non thermique, les ensembles de ce dispositif dits radiofréquence fonctionnent avec une alimentation électrique sinusoïdale dont la fréquence est de 13,56 MHz ou une de ses harmoniques (27,12 et 40,68 MHz). Ces systèmes comportent, outre le générateur, un appareil d'adaptation d'impédance et le réacteur. Les générateurs utilisés sont de type amplificateurs, tandis que l'horloge est pilotée par quartz (grande précision et stabilité de la fréquence). La géométrie du réacteur dépend quant à elle du procédé de traitement envisagé. Le couplage entre le réacteur et l'alimentation électrique peut être de type capacitif (le gaz à ioniser est situé entre deux électrodes planes ou cylindriques) ou inductif (le réacteur est placé dans l'axe d'un solénoïde). L'adaptation en impédance permet, de son côté, d'optimiser le transfert d'énergie au milieu ionisé en égalisant les impédances de sortie du générateur et d'entrée du réacteur (qui dépend de la pression, du type de gaz excité ou du type de couplage utilisé) **[13]**.

I-4.4 Plasma de décharges électriques à la pression atmosphérique :

Les plasmas froids non thermiques à la pression atmosphérique sont généralement créés entre deux électrodes par l'application d'une tension (continue, alternative ou pulsée) qui génère ensuite des paires électrons-ions et une décharge électrique. Les électrons énergétiques sont créés lors de leur accélération par le champ électrique au sein même du milieu gazeux contrairement aux procédés à faisceaux d'électrons, où les électrons énergétiques sont injectés dans le milieu à partir d'une source externe. Lorsque l'énergie gagnée par les électrons est suffisante, des collisions inélastiques ont lieu, ce qui permet la formation du plasma réactif recherché. À la pression atmosphérique, la décharge électrique possède généralement une structure filamentaire. Le plasma est donc spatialement inhomogène et se compose de décharges filamentaires lumineuses très fines de quelques dizaines de micromètres de diamètre. Ces décharges traversent le gaz en quelques dizaines de nanosecondes. En revanche sous certaines conditions particulières, une structure luminescente, ou même homogène de la décharge, peut être réalisée même à forte pression. De nombreux travaux ont été consacrés à la recherche de conditions de décharge dans lesquelles le plasma pouvait rester homogène à pression atmosphérique [14–18]. De telles conditions ont été trouvées dans l'azote et dans les gaz rares comme l'hélium [19-25].

Selon la configuration des électrodes, les décharges électriques à la pression atmosphérique peuvent être de type couronne (lorsque l'électrode portée à la haute tension a une structure incurvée) et/ou DBD (lorsque une ou les deux électrodes sont recouvertes d'un diélectrique). C'est ce type de décharge à la pression atmosphérique que nous allons étudier par la suite.

I-5 Décharge à barrière diélectrique (DBD) à la pression atmosphérique :

Dans la physique des décharges, la valeur du produit pression × distance interélectrodes (**p**×**d**) qui détermine les mécanismes de rupture de gaz. En conséquence, pour des valeurs du produit (p×d) inférieures à quelques dizaines de Torr.cm, le claquage est habituellement de type Townsend ce qui conduit à une décharge homogène de grand rayon. Pour des valeurs du produit (p×d) plus élevées comme le cas de la pression atmosphérique, le claquage est normalement de type streamer ce qui conduit à une décharge de faible rayon très énergétique et non homogène. Dans le cas d'un traitement de surface à la pression atmosphérique, la distance inter électrodes est rarement inférieure à un millimètre. Par conséquent, la valeur (p×d) est de quelques dizaines de Torr.cm : le mécanisme de rupture du gaz normalement observé est donc de type streamer. Une fois le canal de décharge formé, le faible libre parcours moyen à pression atmosphérique conduit à une mise à l'équilibre thermodynamique du plasma, ce qui se traduit par une transition en régime d'arc. Or ce régime est connu pour être fortement destructeur dans le cas de traitements de surface puisqu'il est caractérisé par des températures du gaz de l'ordre de plusieurs dizaines de milliers de Kelvin. Il ne convient donc pas pour traiter l'extrême surface. La solution la plus robuste et la plus utilisée pour éviter la transition à l'arc à pression atmosphérique consiste à insérer au moins un diélectrique solide entre les deux électrodes [26]. On parle alors de Décharge à Barrière Diélectrique (DBD).

I-6 Définition de la DBD :

Les décharges à barrière diélectrique (DBD) souvent référencées sous l'appellation de décharges silencieuses ou "Silent Discharges" permettent de générer un plasma froid hors d'équilibre à la pression atmosphérique. Ces types de décharges, sont caractérisées par l'une ou les deux électrodes recouvertes d'un diélectrique (verre, plexiglas, alumine, polymère etc...), ce qui nécessite l'emploi d'une alimentation alternative ou pulsée (Fig. I-4). Des tensions jusqu'à quelques kilovolts pour des fréquences entre 50 Hz et 100 kHz sont utilisées suivant le gaz **[27, 28]**. La grande différence avec les décharges entre électrodes métalliques réside principalement dans l'interaction de la décharge avec la surface du diélectrique.



Figure I-4 : Configuration classique d'une DBD.

Dans la DBD, le passage à l'arc électrique est empêché grâce au diélectrique qui est placé entre les électrodes métalliques. Au moment de l'arrivée des filaments de décharge sur le diélectrique, l'accumulation des charges à la surface génère un champ électrique qui s'oppose au champ externe dû à la tension appliquée entre les électrodes. Au fur et à mesure que les charges électriques se déposent sur le diélectrique, le champ électrique vu par le gaz diminue ce qui conduit l'extinction de la décharge avant que les processus de thermalisation n'aient eu lieu **[29]**.

I-7 Historique de la DBD :

L'histoire de DBD démarra en 1839 lorsque Schönbein identifia l'odeur apparaissant autour de l'anode pendant l'électrolyse de l'eau, comme l'attribut d'un nouveau composé chimique qu'il a dénommé ozone **[30]**. Il a fallu attendre jusqu'en 1857 pour arriver aux premières expérimentations connues sur ces décharges réalisées par l'ingénieur allemand Von Siemens ; celui-ci breveta l'ozoneur dispositif dont la conception n'a pas fondamentalement évolué depuis. Les applications principales étaient la production d'ozone ou d'oxyde d'azote. En 1932, Buss décrit le caractère filamentaire de cette décharge dans l'air à travers les premiers clichés photographiques et mesures à l'oscilloscope réalisés sur la DBD. Dans les

premiers clichés photographiques et mesures à l'oscilloscope réalisés sur la DBD. Dans les années soixante dix, les premières simulations et recherches sur la DBD permettent d'élargir le champ d'application de ces décharges à la modification de surface, à la déposition assistée par plasma, aux dépôts de couche mince, et plus tard aux lasers, aux écrans plats, aux traitements d'effluents gazeux...[31].

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 son équipe [**32**]. Depuis de nombreuses recherches ont été menés afin de comprendre les phénomènes physiques régissant la DBD, nous citons par exemple : [**33–36**].

I-8 Principe de fonctionnement d'une DBD :

Quand la tension appliquée sur le gap gazeux est suffisamment élevée et égale à la tension d'amorçage (définie par la courbe de Paschen), on observe la formation d'un canal conducteur (Fig. I-5-a) **[37]**. Compte tenu du faible libre parcours moyen à pression atmosphérique, ce canal de décharge présente un rayon typiquement de l'ordre de la centaine de μ m, on parle alors de micro-décharge. Celle-ci peut être représentée par le schéma équivalent de la Fig. I-5-d. Le diélectrique en vis-à-vis de la micro-décharge se comporte alors comme l'isolant d'un condensateur, C_{ds}, dont les armatures sont d'un côté la décharge et de l'autre l'électrode. Notons que ce schéma équivalent n'a de sens que si l'on considère uniquement une seule micro-décharge ou une décharge homogène sur toute la surface des électrodes. Par la suite, nous noterons V_a la tension appliquée sur la cellule de décharge V_g celle sur le gaz et enfin V_{ds} celle sur le diélectrique.

Le passage du courant induit une accumulation de charge sur la surface du diélectrique solide en vis-à-vis du canal de décharge qui conduit à une augmentation de la tension V_{ds} .

Si l'augmentation de cette tension au fur et à mesure du développement de la décharge est plus rapide que l'augmentation de la tension appliquée V_a à l'endroit où s'est initiée la microdécharge, elle entraîne une chute de la tension appliquée sur le gaz Vg, ce qui conduit à l'extinction de la décharge. Ainsi, la micro-décharge est bloquée bien avant d'avoir atteint un degré d'ionisation suffisant pour transiter en régime d'arc. Si la tension appliquée sur les électrodes continue d'augmenter, des micro-décharges s'initient à de nouvelles positions car la présence de charges résiduelles en surface du diélectrique diminue le champ électrique vue par le gaz aux positions où les micro-décharges se sont déjà développées (Fig. I-5-b). Au changement de polarité (Fig. I-5-c), les charges précédemment déposées sur le diélectrique permettent un claquage du gaz sous un champ électrique plus faible que lors de la première alternance : $V_g = V_a - V_{ds}$ (avec V_a et V_{ds} de signes contraires lors du changement de polarité). La fonction première du diélectrique est de limiter la charge déposée sur les électrodes et par voie de fait le courant transitant dans le canal afin que la décharge ne devienne par un arc comme cela peut arriver entre deux électrodes métalliques à pression atmosphérique. De plus l'utilisation du diélectrique a également pour conséquence de tendre vers une répartition plus uniforme des micro-décharges sur toute la surface des diélectriques. En contrepartie, la présence d'un diélectrique impose l'utilisation d'une excitation électrique alternative afin de décharger le condensateur (le courant qui circule dans la décharge doit présenter une valeur moyenne nulle).



Figure I-5 : Principe de fonctionnement d'une DBD : (a) établissement d'une première micro-décharge, (b) extinction de la première micro-décharge et amorçage d'une nouvelle (c) changement de la polarité de la tension appliquée sur les électrodes, (d) schéma électrique équivalent d'une micro-décharge [37].

I-9 Différentes configurations de DBD :

En effet, il existe différentes configurations de cellules de décharges à barrière diélectrique qui permettent de s'adapter à des applications variées.

I-9.1 Configurations plan-plan :

La configuration la plus classique d'une DBD consiste à avoir deux électrodes planes et parallèles, comme montrée par les différentes variantes schématisées sur la Fig. I-6.



Figure I-6 : Différentes configurations plan-plan de DBD [38].

La Fig. I-6 représente les différentes configurations plan-plan possibles de DBD. Ces configurations plan-plan forment des décharges en volume qui s'initient dans les espaces gaz (le plasma traverse un intervalle gazeux entre deux surfaces séparées par un 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.

La configuration (1) de la Fig. I-6 présentes le cas le plus simple et le plus classique d'une DBD avec un seul diélectrique déposé sur l'une des électrodes métalliques. La configuration (2) de la Fig. I-6 permet l'obtention simultanée de deux décharges de part est d'autre du diélectrique qui peut même être le matériau à traiter. Par contre, la configuration (3) de la Fig. I-6 présente l'avantage d'éviter tout contact entre le plasma et les électrodes condition parfois utile lors de l'utilisation d'un plasma corrosif par exemple. C'est cette configuration qui fait l'objet de notre étude et qui est souvent utilisée pour les dépôts de couches minces **[39]**.

I-9.2 Configuration coplanaire :

Cet arrangement, présenté sur la Fig. I-7, permet d'obtenir une décharge de surface le long du diélectrique (le plasma se propage alors dans le gaz, le long de ce diélectrique). Cette géométrie est de nos jours appliquée au traitement de surface lorsqu'il est nécessaire de s'affranchir de l'espace inter-électrodes limité, ou encore d'éviter les streamers localisés en générant des plasmas de surface diffus **[40]**.



Figure I-7 : Configuration coplanaire d'une DBD.

I-9.3 Configurations cylindriques :

Les configurations cylindriques schématisées sur la Fig. I-8 sont finalement dérivées des configurations planaire et coplanaire respectivement Fig. I-6 (1) et Fig. I-7.



Figure I-8 : Configurations cylindriques d'une DBD-(1), Géométrie avec électrode Centrale-(2), Géométrie avec deux électrodes enroulées à l'extérieur du tube [38].

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 **[41]**.

I-10 Différents régimes de DBD :

Dans une décharge, quelle que soit la configuration de l'ensemble électrodesdiélectriques, les électrons libres naturellement présents dans le milieu, vont acquérir de l'énergie sous l'effet du champ électrique appliqué, permettant ainsi des réactions d'ionisation, d'excitation etc... En fonction de certain nombre de critères tels que la tension appliquée, la forme et la dimension des électrodes et des diélectriques, la distance interélectrodes, la nature du gaz et/ou encore sa pression, les phénomènes physiques entrant alors en jeu seront différents, conduisant à divers régimes de décharge. Pour les décharges haute pression, on pourra avoir soit une décharge constituée de petits canaux ou filaments (décharge filamentaire), soit une décharge ayant un aspect homogène radialement (décharge luminescente à la pression atmosphérique **« DLPA »** ou décharge de Townsend à la pression atmosphérique **« DTPA »**) **[42]**.

I-10.1 Décharge filamentaire :

Comme mentionné dans les sections précédentes, le mécanisme du développement de décharge dépend principalement du produit pression-distance inter-électrodes (p×d). Pour des valeurs de (p×d) supérieures à quelques dizaines de Torr.cm, le claquage naturellement observé est de type streamer, conduit au régime filamentaire de la décharge. Une DBD filamentaire est formée d'un ensemble de micro-décharges se répartissant aléatoirement sur la surface des électrodes. Une photographie rapide de l'espace inter-électrodes permet de visualiser un certain nombre de ces micro-décharges qui se développant simultanément (Fig. I-9).



Figure I-9 : Photographie rapide d'une décharge filamentaire dans l'azote réalisée avec un temps de pause de 10 ns [42].

L'évolution du courant de décharge et de la tension aux bornes des électrodes en fonction du temps montre une multitude de pics de courant (Fig. I-10), chacun correspondant à la somme des courants traversant les canaux de décharge à chaque instant. Les diélectriques conduisent aussi à une répartition plus uniforme des canaux de décharge sur toute leur surface : tant que

la tension appliquée augmente, des micro-décharges s'initient à de nouvelles positions et se développant indépendamment les unes des autres **[43]**.



Figure I-10 : Caractéristiques courant -tension d'une décharge filamentaire dans l'azote [44].

I-10.2 Décharges homogènes contrôlées par barrières diélectriques :

À pression atmosphérique, l'obtention d'une décharge homogène pour un espace interélectrode millimétrique a fait l'objet de nombreuses études. Historiquement plusieurs travaux jusqu'en 1976 ont mis en évidence un régime de décharge plus homogène dans l'hélium sans qu'il soit réellement étudié **[45]**. Mais ce n'est qu'en 1987, qu'Okazaki et son groupe **[46]** définissent les conditions d'obtention d'un nouveau régime de décharge ne présentant plus les impulsions de courant caractérisant la décharge filamentaire classique. Cette décharge parfaitement homogène est appelée « Décharge luminescente à la Pression Atmosphérique » (DLPA) ou « Atmosphérique Pressure Glow Discharge » (APGD). A partir de là, l'équipe de Kogoma **[47]** vont ensuite s'appliquer à l'étude de diverses configurations de procédés DBD par exemple l'utilisation de grilles métalliques recouvertes d'un diélectrique pour accroitre le domaine d'utilisation des décharges homogènes à l'air, l'argon et l'oxygène. Parallèlement en France, Massines et son équipe **[48–50]** en étroite collaboration avec P. Ségur **[51]** se sont appliqués à la compréhension de la physique des décharges homogènes dans l'hélium (DLPA) puis dans l'azote (DTPA), a conduit à la réalisation d'un modèle numérique de ces décharges s'appuyant sur les observations expérimentales.

Deux types de décharges dites homogènes sont alors distingués à pression atmosphérique. Dans les deux cas, un claquage dit de Townsend est à l'origine de la décharge ceci est obtenu si l'effet mémoire d'une décharge à la suivante est suffisamment important. En général, ce mécanisme d'amorçage est bien connu notamment à basse pression. Cependant, si l'émission d'électrons secondaires par la cathode (γ) est favorisée par rapport à l'ionisation dans le gaz (α) [52]. Ce type de claquage peut se produire pour des valeurs de produit (p×d) élevées comme dans le cas de la pression atmosphérique. Le principe du mécanisme d'amorçage de Townsend repose sur la création d'une avalanche électronique sous un champ faible quel que soit la pression. Cela nécessite qu'il y ait au départ, un nombre suffisant d'électrons présents dans la zone de décharge qui appelés électrons primaires ou électrons germes, ils sont accélérés sous l'effet du champ électrique. L'expression de ce champ est donnée par l'Eq. I-7 :

$$E = \frac{U}{d} \tag{I-7}$$

U Correspond à la tension appliquée et d, la distance séparant les deux électrodes.

En considérant un seul électron, son accélération par le champ électrique fait acquérir de l'énergie suffisante pour ioniser une espèce neutre du gaz par collision. Les deux électrons résultant de cette collision sont alors à nouveau accélérés et entrent à leur tour en collision avec d'autres espèces. Ce processus engendre une cascade appelée « avalanche électronique » comme il est schématisé sur la Fig. I-11.



Figure I-11 : Schéma d'une avalanche électronique (n_e : densité électronique) [53].

Pour déterminer l'augmentation de la densité d'électrons le long de cette avalanche, on définit un coefficient d'ionisation α appelé aussi, premier coefficient de Townsend tel que :

$$\frac{dn_e}{dx} = \alpha * n_e \tag{I-8}$$

$$n_e(x) = n_e^0 * exp(\alpha x) \tag{I-9}$$

 n_e^0 : représente la densité d'électrons primaires, c.-à-d. avant le début de l'avalanche.

Entre les deux électrodes séparées par une distance d, la production des électrons sera égale à $n_e^0 \times [exp(\alpha d) - 1]$ (valeur maximale) [54]. En même temps, les ions sont accélérés dans le sens opposé vers la cathode et peuvent, au contact de celle-ci, provoquer une émission des électrons dits secondaires. La probabilité d'émission d'un électron secondaire, due au bombardement de la cathode par un ion, est appelée coefficient d'émission secondaire

autrement dit, deuxième coefficient d'ionisation de Townsend noté γ . Il est généralement compris entre 10^{-2} et 10^{-4} et dépend du matériau, de l'état de surface de la cathode ainsi que l'ion considéré et de l'énergie avec laquelle il arrive à la surface. Le Schéma de la Fig. I-11 peut être complété, en prenant ce processus en compte :



Figure I-12 : Schéma représentant le claquage de Townsend dans une décharge électrique [53].

L'émission secondaire peut également être due à d'autres espèces à forte énergie, comme des espèces excitées et les photons. La contribution de chaque espèce est donc comptabilisée dans l'expression du coefficient γ .

Afin d'amorcer de nouvelles avalanches et pour que la décharge soit maintenue, il faut que le processus d'émission cathodique permette de créer suffisamment d'électrons. Au minimum, il faut produire d'autant d'électrons qu'il y en avait avant l'avalanche. Cela se traduit par les relations :

$$\gamma * n_e^0[ex\,p(\alpha d) - 1] \ge n_e^0 \tag{I-10}$$

Avec

$$n_e = n_i = n_e^0 [ex \, p(\alpha d) - 1]$$
 (I-11)

D'où
$$\alpha d \ge ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right)$$
 (I-12)

Lorsque cette condition est remplie, la décharge est auto entretenue par l'émission secondaire de la cathode, ce processus est le principe de Townsend.

Il est à noter qu'en présence d'espèces électronégatives, le premier coefficient de Townsend doit être pondéré par un coefficient d'attachement des électrons. Il est noté β . On remplace dans ce cas α par ($\alpha - \beta$) dans l'Eq. I-8, d'où la nécessité de tenir compte des ions négatifs dans les calculs [55] :

$$\frac{dn_e}{dx} = (\alpha - \beta) * n_e \tag{I-13}$$

Avant de s'intéresser à la décharge luminescente ou de Townsend à la pression atmosphérique, il est intéressant d'étudier la relation qui existe entre le courant et la tension de la décharge basse pression de la figure ci-dessous.



Figure I-13 : Caractéristique tension – courant des différents régimes de décharge en courant continu à faible pression [42].

L'étude de cette décharge est basée sur un dispositif expérimental général, qui comporte deux électrodes dans une enveloppe de verre remplie d'un gaz à une pression de l'ordre de la centaine de Pascals. En contrôlant le courant (à l'aide des différents dispositifs expérimentaux par exemple, une source de tension en série avec une résistance variable).

La Fig. I-13 montre la caractéristique typique tension - courant d'une décharge électrique DC et les différents régimes de fonctionnement de celle-ci, peuvent être définis comme suit :

• Le premier régime (région **AB**), c'est un régime de décharge-non autonome. Il s'agit d'un régime où, une fois les électrodes polarisées, le passage du courant ne se fait que s'il existe une source extérieure d'ionisation. Cette source produit des charges dans le volume du gaz ou à la surface des électrodes qui, sont accélérées dans le champ électrique provoquant d'autres ionisations par collision dans le volume du gaz (d'où l'augmentation exponentielle du courant en fonction de la tension). Par conséquent, l'arrêt de la source d'ionisation externe provoque l'arrêt du courant.

• Le second régime (région **BC**) appelé La « Décharges autonomes » est atteint dès que les ions issus des collisions en volume ont suffisamment d'énergie pour extraire des électrons secondaires de la cathode par bombardement ionique. Ce mécanisme peut alors complètement se substituer à la source d'ionisation externe et les ions étant eux-mêmes produits dans la décharge, cette dernière est alors appelée autonome puisqu'elle s'auto entretient. Ce premier régime autonome est appelé « Décharge de Townsend ». Il est caractérisé par une tension constante quelle que soit la valeur du courant dans une gamme donnée. Ceci est dû au fait que, la production d'électrons secondaires à la cathode par impact ionique est très dépendante de l'énergie des ions. Plus ces derniers sont énergétiques, plus le nombre d'électrons extraits sera important : ceci entraîne donc, une augmentation du nombre d'ionisations et donc du nombre d'ions qui vont à leur tour extraire de nouveaux électrons à la cathode. Le courant peut ainsi augmenter sans changement notable de la tension. Comme la densité atomique est

faible, la décharge est donc peu lumineuse. La luminosité est à peu près uniforme dans tout l'espace compris entre les électrodes ;

• La région (CD) correspond au régime de décharge luminescente subnormale. Il s'agit de la transition entre la décharge de Townsend et luminescente. Les densités d'ions et d'électrons augmentent. À cause du champ de charge d'espace créé, le champ électrique se distord. Ce phénomène apparait dans des situations où le champ appliqué est fortement non uniforme (i.e. forte dissymétrie entre les électrodes, ou lorsque la distance entre les électrodes est grande devant leur dimension caractéristique);

• La région (**DE**) correspond au régime de décharge luminescente normale. À partir du régime de Townsend, si on continu à augmenter le courant (en diminuant R ou en augmentant E) la tension aux bornes des électrodes commence à diminuer jusqu'à une certaine valeur qui va rester constante sur une plage de courant plus ou moins grande (parfois plusieurs ordres de grandeur) en fonction de la pression. Une propriété remarquable de cette zone est la valeur constante de la densité de courant à la cathode lorsqu'on augmente le courant. Ceci est rendu possible par une augmentation de la surface active de la cathode :

• Lorsque toute la surface de la cathode est utilisée et que le point de fonctionnement optimal est atteint, une augmentation du courant s'accompagne alors de celle de la tension pour augmenter l'énergie des électrons et des ions, et donc de la densité de courant. Ces augmentations entrainent des phénomènes de thermo-émission à cause du fort bombardement de la cathode. On parle alors de régime de la décharge luminescente anormale, c'est la zone (**EF**);

• La région après F est correspondante au régime de transition vers l'arc électrique.

I-10.3 Décharge de Townsend à la Pression Atmosphérique (DTPA) :

Contrairement à la décharge filamentaire, la DTPA est caractérisée par une répartition spatiale de la lumière homogène sur la surface des électrodes. Il est important de noter que dès l'amorçage jusqu'au maximum du courant, la lumière est maximale à l'anode (Fig. I-14).



Figure I-14 : Photographie rapide d'une décharge de Townsend dans l'azote prise au maximum du courant avec un temps de pause de 10 ns [56].

La Fig. I-15 présente l'évolution des tensions et le courant de décharge en fonction du temps. On constate que le courant de décharge est très différent de celui obtenu dans le cas filamentaire (Fig. I-10) : il ne présente qu'un seul pic de courant par demi-période de la tension appliquée. L'amplitude de ce pic est de faible intensité (quelques milliampères au lieu de quelques dizaines de milliampères dans le cas filamentaire) et sa durée est beaucoup plus longue (environ ¹/₄ de la période). En régime établi, le courant d'une décharge de Townsend reste identique d'une période à l'autre. Au regard des résultats de la Fig. I-15 et de son adaptation à la caractéristique tension - courant de la Fig. I-13, la décharge dans l'azote se situe sur le segment **BC** de la Fig. I-13, le fait que le courant varie alors que la tension gaz reste du même ordre de grandeur correspond bien au comportement d'une décharge de Townsend basse pression [57].



Figure I-15 : Caractéristiques courant-tensions dans une décharge de Townsend dans l'azote [58].

I-10.4 Décharge Luminescente à la Pression Atmosphérique (DLPA) :

Dans l'azote, la décharge est de type Townsend, tandis que dans les gaz rares comme l'hélium, la décharge présente la structure d'une décharge luminescente (DLPA). Cette différence s'explique par un degré d'ionisation maximal du gaz de l'ordre de 10⁻¹¹ dans l'azote et de 10⁻⁸ dans l'Hélium **[43]**. Comme dans l'azote, le mécanisme de claquage dans la DLPA est de Townsend.

En conséquence, l'obtention d'un claquage de Townsend pour un produit (pxd) élevé nécessite de favoriser un claquage du gaz pour un champ électrique inférieur au champ de développement d'une avalanche de taille critique conduisant à la formation du streamer. Pour ce faire, la vitesse d'ionisation dans le volume par ionisation directe doit être réduite par des mécanismes à plusieurs étapes comme l'ionisation Penning donné par l'équation :

$$H_e(2^3S) + M \to H_e + M^+ + e^-$$
 (I-13)

Via les états métastables du gaz plasmagène, l'ionisation Penning est une source importante d'électrons quand la tension est trop faible pour faire de l'ionisation directe. De plus, l'émission d'électrons secondaires à la cathode doit être renforcée. C'est-à-dire que le flux d'espèces énergétiques à la cathode doit être maximisé de même que le coefficient γ . C'est l'effet mémoire de la décharge qui contrôle ces mécanismes En effet, les ions sont piégés dans la colonne positive d'une décharge luminescente [45].

I-10.4.1 Conditions permettant l'obtention d'une DLPA :

L'obtention d'un régime homogène et luminescent d'une décharge établie à la pression atmosphérique n'a pas été la conséquence d'une connaissance préalable des mécanismes qui les gouvernent. En effet, ce régime peut être réalisé si certain nombre de conditions devaient être rempli. Les conditions à considérer sont :

- Choix de la distance inter-électrodes et des matériaux appropriés ;
- Composition gazeuse (taux d'impuretés) ;
- Alimentation, fréquence d'excitation (~kHz), haute tension et accord d'impédance.

I-10.4.1.1 Distance inter-électrodes et diélectrique :

Le rôle du matériau diélectrique empêche la transition à l'arc en limitant le courant. La distance entre les électrodes est aussi critique mais dépend du type de gaz utilisé. Ainsi, avec une distance inter-électrodes de 5 mm, il sera possible d'obtenir une décharge luminescente dans l'hélium. D'autre part, les conditions de surface, l'accumulation de charges, leurs natures (alumine, polymère, etc...) modifient le coefficient d'émission secondaire γ , ainsi que la nature des composants adsorbés en surface et leur concentration [59, 60].

I-10.4.1.2 Composition gazeuse :

Las travaux réalisés par Massines [58] ont montré que les impuretés jouent un rôle déterminant pour la génération, la stabilité et l'entretien de la décharge à la pression atmosphérique via leur influence sur le quenching des métastables. L'hélium est le gaz qui permet d'obtenir le plus facilement une décharge luminescente homogène à la pression atmosphérique. Il en est de même pour tous les autres gaz rares utilisés avec des impuretés (mélange de Penning) [61]. Les métastables d'hélium qui ont une énergie supérieure à 19 eV sont capables de faire de l'ionisation Penning avec les impuretés du gaz comme l'azote. Contrairement dans l'argon, l'énergie de l'état métastable (11,55 eV) n'est pas suffisante pour faire de l'ionisation Penning sur les impuretés. En conséquence en argon pur, l'ionisation Penning ne peut pas se produire, la décharge obtenue n'est pas homogène. Un mélange gazeux Penning doit être trouvé comme avec de l'acétone, du méthanol ou de l'ammoniac [62].

I-10.4.1.3 Alimentation électrique :

Dans la décharge luminescente (DLPA), La fréquence d'excitation utilisée est en général de l'ordre quelques kilohertz, avec une tension d'alimentation de l'ordre de kilovolt. En fonction du gaz, de la pression et du type de barrière, il est important de pouvoir adapter la charge au circuit d'alimentation à l'aide d'un circuit d'adaptation d'impédance (inductance et capacité). Une régulation active du circuit électrique peut aussi aider à contrôler le type de décharge en limitant la valeur de dI/dt lors de l'amorçage de la décharge [63].

I-10.4.2 Décharge Luminescente à la Pression Atmosphérique dans l'Hélium :

La caractéristique tension-courant de la décharge (Fig. I-16) permet de mettre en évidence qu'une fois la décharge amorcée, l'augmentation du courant de décharge conduit à

une chute de la tension appliquée sur le gaz. Ceci est totalement en accord avec un claquage de type Townsend suivi de la construction d'une chute cathodique et donc une transition en régime luminescent subnormal [53], qui correspond au segment **CD** de la Fig. I-13.



Figure I-16 : Tension aux bornes du gaz et courant le traversant dans une décharge luminescente dans l'hélium [58].

La Fig. I-17 représente le champ électrique et les densités électronique et ionique calculés par le modèle numérique développé par l'équipe de Massines et de Pierre Ségur [61], [51]. Elle permet de mettre en évidence les similarités de structure entre la DLPA et les décharges luminescentes habituellement observées à basse pression. En effet, quatre régions spécifiques des décharges luminescentes peuvent être identifiées : une forte chute cathodique, la lueur négative, l'espace sombre de Faraday et la colonne positive sont en bon accord avec les photographies de l'espace inter-électrodes prises au maximum du courant (Fig. I-18) : la zone lumineuse située proche de la cathode provient de la chute cathodique et la lumière plus diffuse dans l'espace inter-électrodes correspond à la colonne positive [49].



Figure. I-17 : Évolutions spatiales du champ électrique et des densités de charges au maximum du courant de décharge dans une décharge luminescente d'hélium [51].



Figure I-18 : Photographie rapide de l'espace inter-électrodes dans le cas d'une décharge luminescente à la pression atmosphérique dans l'hélium [49].

Une décharge luminescente, comme celle obtenue en hélium, est caractérisée par un seul pulse de courant par demi-période, d'une durée de quelques microsecondes. Cette caractéristique intrinsèque de la décharge luminescente suggère un développement unique de la décharge dans tout l'espace inter-électrodes. La forme du courant reste la même, que l'alternance soit positive ou négative (Fig. I-19).



Figure I-19 : Caractéristiques courant –tensions pour une période dans la décharge luminescente dans l'hélium à pression atmosphérique **[61]***.*

Les grandeurs caractérisant la décharge luminescente homogène à pression atmosphérique (DLPA) sont données dans le Tab. I-4 :

Durée	Quelques µs
Densité électronique maximale (cm ⁻³)	10^{10} - 10^{11}
Densité ions maximale (cm ⁻³)	10 ¹¹
Plasma neutre	Région de la colonne positive
Densité de métastables (cm ⁻³)	$10^{11} - 10^{12}$
Densité de courant (mA/cm ²)	10 à 100
Gaz vecteur	Mélange Penning He, Ar, Ne
Gap typique	> 2mm
Fréquence typique	> 1 kHz
Puissance à 10 kHz	~ 0.1 W.cm ⁻³

Tableau I-4 : Ordres de grandeur des caractéristiques d'une déchargeluminescente à pression atmosphérique [43].

I-11 Sources d'alimentations électriques pour DBD :

La nature capacitive de la décharge implique d'alimenter la DBD par une source d'alimentation alternative ou pulsée. Avec une alimentation en tension continue, les barrières diélectriques (effet capacitif) seraient chargées au bout d'un certain temps au potentiel imposé, empêchant le passage du courant. Avec une alimentation en courant continu, les diélectriques se chargeaient de plus en plus, conduisant à des tensions qui vont endommager un composant de l'alimentation ; ceci oblige à imposer un courant moyen nul [64].

Les sources d'alimentation pour DBD sont diverses, la majorité nécessite la présence de transformateur élévateur afin d'obtenir des hautes tensions. En effet, la plupart des applications DBD nécessitent de fonctionner à une pression proche de la pression atmosphérique. La tension de claquage est alors de plusieurs kilovolts. Il est alors nécessaire de placer un transformateur élévateur entre l'alimentation et la DBD pour atteindre des niveaux de tension élevés. De plus, la présence des diélectriques augmente sensiblement la tension à appliquer. Couramment les alimentations utilisées développent des tensions de plusieurs kilovolts [65].

I-11.1 Alimentation en tension sinusoïdale :

Cette alimentation est simple à mettre en œuvre faisant parmi les premières étaient utilisées. Elle permet un réglage facile de la fréquence de fonctionnement de même que l'amplitude de tension (Fig. I-20).



Figure I-20 : Schéma électrique d'un dispositif de l'alimentation en tension sinusoïdale d'une DBD [38].

Ce dispositif d'alimentation sinusoïdale est contrôlée en tension et permet de générer jusqu'à quelques dizaines de kilovolts dans des gammes de fréquences allant de quelques dizaines de hertz à quelques dizaines de kilohertz.

La tension appliquée V_a est mesurée en sortie du transformateur et le courant I_m est calculé à partir de la tension V_m aux bornes du condensateur C_m à l'aide de l'Eq. I- 14:

$$I_m = \frac{dq_m}{dt} = \frac{d(C_m \cdot V_m)}{dt}$$
(I-14)

Dans le cas de la DLPA, le transformateur utilisé fonctionne dans une gamme de fréquence comprise entre 10 kHz et 50 kHz, et le rapport de transformation permet d'atteindre des tensions de 3 kV_{eff} au secondaire du transformateur **[43]**.

L'impédance de la DBD ramenée coté primaire est donc très faible. Il faut donc en général ajouter une résistance en sortie de l'amplificateur, afin d'adapter son impédance de sortie (4 ou 8 Ohm). L'ajout de cette résistance, ainsi que les pertes intrinsèques liées à l'utilisation d'un amplificateur linéaire, implique un faible rendement de ce type d'alimentation.

Ce type d'alimentation comprend :

- Un générateur basse fréquence (GBF) produisant la référence de tension sinusoïdale à appliquer à la décharge ;
- Un amplificateur de puissance ;
- Une résistance de protection R en série avec le primaire du transformateur élévateur de tension ;
- Un transformateur élévateur ;
- Un condensateur C_m en série avec le secondaire du transformateur.

I-11.2 Alimentation en tension impulsionnelle :

L'alimentation sinusoïdale, présentée dans le paragraphe précédent, simple et robuste mais néanmoins, possède certaines limitations vis-à-vis de l'étude de la DBD. Elle ne permet pas d'obtenir une bonne précision sur l'instant de début de la décharge et ne possède que deux degrés de liberté pour le réglage de la tension de sortie (amplitude et fréquence). En revanche une alimentation impulsionnelle permet de mieux contrôler l'instant de déclenchement de la décharge et d'effectuer une analyse de l'influence de ses paramètres (fréquence, amplitude, durée de l'impulsion, temps de montée et temps de descente) sur la décharge. Des études récentes ont en effet montré que, l'efficacité lumineuse des DBD augmente lorsqu'on utilise une alimentation impulsionnelle [66, 67].

Dans la Fig. I-21, un générateur d'impulsions (contrôlé par un générateur basse fréquence) est utilisé pour créer des impulsions à partir d'une alimentation haute tension continue. La tension et le courant sont directement obtenus en sortie du générateur d'impulsions.



Figure I-21 : Schéma électrique d'un dispositif de l'alimentation en tension impulsionnelle.

Cette alimentation électrique permet d'envoyer des créneaux de tension unipolaires de quelques centaines de nanosecondes à des fréquences de 100 Hz à 10 kHz. Si la durée de ces créneaux (minimum 40 *ns* selon le générateur basse fréquence) et l'amplitude de la tension (0-10 kV) sont modifiables, les temps de montée et de descente en tension sont en revanche tous deux fixés à 130 *ns*, quelle que soit la tension. La durée minimale des pics de tension appliquée doit donc être de $2 \times 130 = 260$ *ns* pour atteindre la valeur de tension fixée. Le dispositif étant capacitif, le courant est directement lié à la dérivée de la tension appliquée. Ainsi sur la DBD, cette alimentation permet de développer des décharges d'une centaine de nanosecondes et d'atteindre des courants de quelques ampères [**38**].

I-11.3 Alimentation à résonance :

La structure générale des alimentations à résonance destinées aux DBDs, se compose d'une source de tension et d'un onduleur de tension suivi d'une inductance et d'un transformateur élévateur. Une capacité supplémentaire peut être rajoutée en parallèle, comme le montre la Fig. I-22. Elle permet de maintenir la fréquence de résonance désirée, avec une valeur d'inductance plus faible. L'inductance et la capacité équivalente de la DBD vont définir la fréquence de résonance. La cellule de la décharge est attaquée par une alimentation en tension. Vu le caractère capacitif de la décharge, un circuit résonant est ainsi formé [68].

Les alimentations à résonance, à la différence des alimentations impulsionnelles, tiennent compte de la caractéristique de la charge (la DBD), permettant de maitriser les ordres de grandeur des variables électriques. Des calculs théoriques, pendant la conception du convertisseur, permettent ainsi de dimensionner correctement les composants, évitant le surdimensionnement ou la destruction d'un composant au moment de l'implémentation.

Les convertisseurs à résonance génèrent normalement une tension sinusoïdale et présentent un meilleur rendement par rapport aux alimentations sinusoïdales classiques. Ces dernières c.-à-d. (non commutées), possèdent en sortie du générateur, une résistance série dissipant la plupart de la puissance. De plus, avec les alimentations à résonance, il est possible d'obtenir une commutation douce des interrupteurs de l'inverseur, diminuant les pertes [69].



Figure I-22 : Configuration de base d'une alimentation à résonance pour une DBD.
A partir du montage ci-dessus, on obtient pour chaque séquence de commutation un circuit résonant. Quand K_1 et K_4 sont conducteurs on a une tension positive +E et lorsque K_2 et K_3 s'amorcent nous avons une tension négative -E au primaire du transformateur.

I-11.4 Alimentation en courant :

L'Avantage principal de ce type d'alimentation, est d'avoir un contrôle performant de la puissance électrique injectée dans le gaz à travers le réglage du courant. En plus, le fait d'imposer le courant, garantit le respect des règles de causalité dans les composants capacitifs de la décharge. Par contre, Le rendement énergétique est très mauvais. Le principe d'alimentation en courant de la DBD est schématisé sur la Fig. I-23.



Figure I-23 : Principe d'alimentation en courant de la DBD.

Le principe de fonctionnement de ce dispositif est le suivant : dans un premier temps l'interrupteur S_0 est amorcé ; on est dans une séquence appelée phase de charge puisque l'inductance *L* est chargée à un courant I_{L0} désiré pendant un temps t_{ch} (Fig. I-24).

Lorsqu'on a stocké la valeur d'énergie souhaitée, S_1 est amorcé (ce qui provoque le blocage automatique de S_0). Cette séquence est une phase de décharge du transformateur via un circuit résonant formé par l'inductance L et la capacité de la DBD ramenée au primaire. Le courant présent dans l'inductance est sinusoïdal et au moment du passage du courant à zéro S_1 se bloque, ce qui permet d'avoir une commutation douce. S_0 est alors maintenu bloqué pendant le temps de relaxation souhaité. Ensuite, une autre séquence est reprise [65].



Figure I-24 : Forme d'ondes courant de charge et courant DBD [65].

I-12 Applications des décharges à barrière diélectrique :

Dans cette partie, nous allons présenter les principales applications des DBD qu'elles soient industrielles ou encore réservées à l'étude en laboratoire. L'amorçage d'une décharge électrique par l'application d'un champ électrique nous conduira inévitablement à générer un plasma, dans laquelle se forment des particules chargées, des espèces excitées et des radicaux libres. Les réactions issues de la présence de ces espèces instables conduisent à des changements chimiques dans la composition du gaz ou sur les objets placés au contact de ce gaz. La figure suivante résume le principe général des DBD et énumère leurs applications majeures. Les principales applications de la décharge à barrière diélectrique à la pression atmosphérique sont détaillées dans les paragraphes suivants :



Figure I-25 : Diagramme indiquant le principe général des DBD et leurs applications [30].

I-12.1 Production d'Ozone :

La plus importante des applications des DBDs est la génération d'ozone « O_3 » et est à l'origine des premières études sur les DBDs dans l'air. Faisant longtemps, la seule application de ces décharges n'étaient alors considérées que comme des « décharges ozonisantes ».

Initialement, l'oxygène à son état fondamental est dissocié, par une collision électronique (conséquence du courant électrique de l'alimentation) produisant deux atomes d'oxygène :

$$\mathbf{e} + \mathbf{O}_2 \to \mathbf{O} + \mathbf{O} + \mathbf{e} \tag{I-15}$$

Un atome O, s'associe dans un état excité, avec une molécule O_2 , à l'aide d'une troisième espèce M; ce troisième composant peut être par exemple O_2 , O_3 , O ou N_2 . L'état excité généré O_3^* , revient à l'état stable le plus proche, correspondant à l'ozone O_3 . La synthèse de l'ozone dans les DBDs est réalisée par la réaction chimique :

$$O + O_2 + M \rightarrow O_3^* + M \rightarrow O_3 + M$$
 (I-16)

Il est à noter que cette réaction est favorisée par des pressions élevées (1 - 3 bar) et de basses températures du gaz. La matière première pour la production d'ozone est gratuite et abondante puisque le dioxygène dans l'air est utilisé. La liaison entre ces trois atomes d'oxygène est

faible et c'est cette propriété qui fait le caractère très oxydant de l'ozone. L'élimination des bactéries, des virus et des odeurs désagréables par l'ozone devient possible.

Lorsque l'on traite de l'eau de piscine, par exemple, par du chlore nous pouvons observer des effets indésirables tels que l'irritation ou la rougeur des yeux, mais aussi l'irritation ou le dessèchement de la peau. Ces effets pourraient être évités avec un traitement par ozone. Dans le cadre de la dépollution de l'eau, l'oxygène est aspiré puis par décharge électrique transformé en ozone et cet air ozoné est injecté sous forme de bulles d'air dans l'eau (Fig. I-26). Notant que l'ozone est aussi très utilisé dans l'industrie du papier ; en association avec de l'oxygène et hydroxyde d'hydrogène, il permet de traiter la pâte à papier sans intervention du chlore [70].



Figure I-26 : Schéma de principe d'un Ozoniseur pour le traitement d'eau [71].

I-12.2 Traitements de surface :

Sous ce terme générique, se cache un grand nombre d'application pour DBD. Nous pouvons en citer entre autres les applications suivantes :

- Traitement de polymères, dépôt de S_iO₂;
- Modification des propriétés de la surface d'un matériau ;
- Amélioration des propriétés d'adhésion, de mouillabilité ;
- Traitement des textiles ;
- Nettoyage de surfaces (silicium, aciers...);
- Désinfection, stérilisation.

Une DBD homogène permet une modification uniforme des surfaces traitées, ce procédé est particulièrement recherché dans ce domaine. À titre d'exemple, certains plastiques sont des matériaux non polaires se composent de longues chaines de polymères. Ces matériaux ont une énergie de surface très faible **[62]**. Une augmentation significative de l'énergie de surface de ces matériaux est possible grâce aux DBD. Ceci améliore ainsi l'adhérence, l'imprimabilité. Le processus est montré par la Fig. I-27. Les dépôts de couches minces peuvent être envisagés via un traitement plasma, en effet lorsque nous mettons une pièce en contact avec un plasma contenant une ou plusieurs espèces, nous pouvons former sur la surface de cette pièce un film.

Nous pouvons citer le cas de dépôt de couches sur les cellules photovoltaïques ou de dépôt de couches hydrophobes sur une surface. En bombardant d'ions sur une surface, et selon le gaz on peut nettoyer la surface ou la préparer pour un assemblage ou même une soudure **[48]**.



Figure I-27 : Utilisation d'une DBD dans le traitement surfacique de plastiques [65].

I-12.3 Contrôle de la pollution :

L'application des DBD à la destruction de composés toxiques et au contrôle de la pollution et des odeurs (entrant dans « l'ozoniseur » au lieu de l'oxygène) comme le sulfure d'Hydrogène H_2S [49] :

$$e + H_2 S \longrightarrow H_2 + S + e \tag{I-17}$$

Un nombre croissant d'enquêtes sont consacrées à la décomposition des oxydes d'azote NO_x et de soufre dans les gaz de combustion et des composés organiques volatils (COV) émanant de divers procédés industriels. De nombreux composés organiques dangereux sont facilement attaqué par des espèces excitées, des radicaux libres, des électrons, des ions et / ou des photons UV générés dans les DBD.

Aujourd'hui, la DBD faisant l'objet d'étude dans la destruction des gaz d'échappement toxiques, comme le monoxyde de carbone CO et dans la réduction des émissions à effet de serre "GES", comme le dioxyde de carbone CO₂, responsables du réchauffement climatique **[72]**. Pour certaines applications, il est avantageux de disposer de pastilles diélectriques dans l'espace de décharge. Celles-ci, peuvent en outre, être enrobées avec des catalyseurs spéciaux favorisant la destruction **[73]**.

I-12.4 Écrans plasmas :

La technologie des afficheurs à écran plasma est de nouveauté récente sur la large palette des applications des DBDs. Le principe général de cette technologie consiste à initier une multitude de DBD qui compose l'écran. Deux dalles de verres parallèles placées à environ 100 µm l'une de l'autre constituent les écrans plasmas (Fig. I-28 (A)). L'intervalle entre les

deux dalles est rempli d'un mélange de gaz rares (néon ou hélium avec 5 à 10% de xénon) à une pression de l'ordre de 500 Torr. Sur ces dalles, des réseaux d'électrodes parallèles et recouvertes de couches de diélectrique mais aussi d'une fiche couche d'oxyde de magnésium (M_gO) sont sérigraphies. Ces électrodes sont disposées en lignes et en colonnes. L'intersection entre une électrode ligne et une électrode colonne définit une cellule. Trois cellules élémentaires constituent un pixel de l'écran (l'écran plat est constitué par un grand nombre de cellules ou « pixels »). Une décharge luminescente se produit dans chacune de ces trois cellules et elles correspondent aux trois couleurs de base : rouge, vert et bleu (Fig. I-28 (B)). L'émission d'UV est convertie en rayonnement visible par excitation de luminophores déposés dans chaque cellule [74].

Un des rôles de l'oxyde de magnésium « M_gO » est la protection des diélectriques du bombardement ionique et augmente le coefficient d'émission secondaire, de telle sorte que la tension de claquage diminue.



Figure I-28 : (A) Coupe transversale d'une cellule d'un écran à plasma [75], (B) Cellule élémentaire ou pixel [71].

I-13 Conclusion :

Ce chapitre a été consacré à une recherche bibliographique sur le plasma et les décharges à la pression atmosphérique. Nous avons rappelé quelques notions fondamentales sur le plasma. Ensuite, une description générale de la décharge à barrière diélectrique, sa définition, son historique, son principe de fonctionnement et les différentes configurations de la DBD ont étés évoqués. Nous avons discuté brièvement sur les différents régimes de DBD notamment le régime luminescent de la décharge dans l'hélium.

Le chapitre suivant fera l'objet d'une présentation du modèle mathématique de la décharge.

CHAPITRE II

MODÈLE MATHÉMATIQUE DE LA DÉCHARGE À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE

La physique des plasmas froids est un vaste domaine sur lequel nous pouvons trouver une grande diversité dans les propriétés électriques, optiques ou chimiques des gaz qui les composent. Cet ensemble de caractéristiques très différentes ouvre la voie à de nombreuses applications industrielles. De nos jours, l'utilisation de la DBD à la pression atmosphérique dans la technologie moderne ne cesse de se développer à une vitesse vertigineuse grâce à ses applications aussi diverses que prometteuses. L'optimisation du réacteur plasma de DBD utilisant ces applications, reste assez couteuse et difficile à mettre en œuvre. En plus, certains phénomènes physiques basés sur des connaissances empiriques, restent encore mal compris et inexpliqués. A cet effet, le besoin en outils d'aide à la décision tel que la modélisation est aujourd'hui, considérée comme un outil indispensable dans l'analyse théorique et expérimentale dans le domaine des décharges. Ce domaine est devenu actuellement de plus en plus, exigeant en termes de travaux de recherches condensés, notamment dans les technologies les plus pointues. A l'instar des théories mathématiques et les observations expérimentales, la modélisation contribue à mieux comprendre les problèmes physiques qui souvent restent inexpliqués et difficiles à résoudre analytiquement aux questions qui s'imposent.

Le fonctionnement de ce type de décharge (DBD) dans les gaz, est gouverné par une multitude de phénomènes physiques différents les uns des autres et fortement couplés.

Au niveau de la modélisation, la connaissance et la prise en compte de manière séparée de ces phénomène ne peut être qu'irréaliste quant à la description de l'ensemble du système.

La modélisation de la DBD peut être séparée en modélisation physique et électrique. Cette dernière, consiste d'une part, à adapter un circuit électrique équivalent de la cellule de DBD (modèles de type circuit) dans ce cas, le plasma n'est pas modélisé par un ensemble d'équations mais par des éléments de type circuit (résistance, capacité, inductance, source de tension, diode, ...). Ainsi, une gaine ou des diélectriques recouvrant des électrodes sont modélisés par des capacités, nous citons comme exemple : **[76–78]**. D'autre part, la modélisation physique est basée sur un modèle théorique tel que les modèles cinétique et fluide. Celle-ci, est couramment utilisée pour prédire l'interaction entre les différentes particules présentes dans la décharge, sous l'effet du champ électrique appliqué.

La construction d'un modèle de décharge plus rigoureux et réaliste, doit tenir compte du fort couplage qui existe entre le champ électrique appliqué d'un côté, le transport des particules chargées et la cinétique des états excités de l'autre côté. Il est alors, nécessaire de considérer le système en sa globalité.

On peut distinguer quatre catégories de modèles physiques pour la simulation des plasmas de décharges :

- Modèle Cinétique ;
- Modèle Fluide ;
- Modèle Particulaire ;
- Modèle hybride.

La description microscopique d'un système n'est nécessaire que pour des situations particulières, à titre d'exemple, le libre parcours moyen des particules est du même ordre de grandeur ou supérieur aux dimensions du système à l'intérieur desquelles elles évoluent. Cette situation se rencontre essentiellement dans le cas des décharges basses pression, ou bien lorsque la structure du milieu considérée change de manière significative à l'échelle d'un libre parcours. Heureusement dans les cas de la haute pression, les libres parcours moyens de toutes les particules sont beaucoup plus faibles que les dimensions de l'enceinte et l'approche microscopique n'est pas nécessaire et peut être remplacée par une approche macroscopique moins détaillée mais plus abordable.

Notre objectif étant la compréhension globale des phénomènes de structuration observés dans la DBD. Nous avons opté pour le modèle fluide (ou macroscopique), cette approche est basée sur les mécanismes physiques de base du problème : le transport électronique et ionique décrit de façon fluide par des équations de continuité mettant en jeu des flux de dérivediffusion et ionisation par impact électronique, couplé à l'équation de Poisson avec des conditions aux limites appropriées (notamment émission secondaire par impact ionique charge des diélectriques...). Par conséquent, le but est d'apporter une contribution supplémentaire en termes de modélisation de la décharge, tels que la prise en compte, de l'effet des espèces excitées sur l'ionisation du gaz, l'émission des électrons secondaire ainsi que l'ionisation par effet Penning ...

Bien que cette dernière rende notre modèle un peu plus complexe, elle permet une meilleure compréhension du fonctionnement de la décharge étudiée. L'intérêt de cette simulation, réside dans la possibilité d'avoir l'accès à des grandeurs pratiquement inaccessibles

expérimentalement tels que, les densités des diverses espèces, le champ électrique, les flux d'espèces sur les parois... etc.

Dans ce contexte, plusieurs travaux de modélisation sont menés depuis des années développant ainsi des codes numériques pour la description de la décharge et le plasma, citons par exemple les travaux de : **[79-83]**.

Ce chapitre présente les équations générales régissant la décharge ainsi que les approximations utilisées simplifiant leurs descriptions, les interactions entre le plasma et la surface des diélectriques et les paramètres physiques nécessaires à la modélisation dans l'Hélium (paramètres de transport, réactions de physico-chimie prise en compte et leurs taux) pour les différentes espèces caractérisant la décharge. Enfin, une présentation de l'ensemble des équations et les conditions aux limites nécessaires à la modélisation numérique sont ensuite mises en évidence dans ce chapitre.

II-1 Modèle fluide :

Le modèle que nous avons utilisé ici, est du type de modèles le plus communément employés dans le cas des plasmas froids. Il s'agit d'un modèle fluide auto-cohérent capable de décrire le couplage entre le transport des particules chargées, le champ électrique et la cinétique des espèces neutres et excitées. Cette approche, a pour but de décrire le comportement d'une DBD à la pression atmosphérique établit dans l'Hélium et est généralement basée sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann et sur l'équation de Poisson. Elle permet de calculer les densités d'espèces à l'intérieur du plasma mais également les flux de particules sur les électrodes. Par conséquent, cette approche semble la mieux adapté à notre cas du point de vue qu'elle donne une vision détaillée du plasma ce qui aboutit à une meilleur compréhension des phénomènes physiques à l'intérieur de la décharge.

II-1.1 Équation de Boltzmann :

Les décharges à barrière diélectrique sont, par essence, des décharges hors d'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 10000K et 300K à 400K, et leur comportement général ne peut être décrit que par l'équation de Boltzmann.

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 les particules 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.

L'équation de Boltzmann détermine la fonction de distribution f(r, v, t) des vitesses v des particules au point r de l'espace et à l'instantt. Cette équation se trouve dans de nombreux ouvrages de référence en thermodynamique, nous pouvons en mentionner [84], à titre d'exemple, orienté vers la théorie des gaz et plasmas.

Dans l'espace des phases et pour une particule de type s, l'équation de Boltzmann a pour expression générale :

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \vec{v}_s \cdot \vec{\nabla}_r f_s + \frac{\vec{F}_{ext}}{m_s} \cdot \vec{\nabla}_v f_s = \left(\frac{\delta f_s}{\delta t}\right)_{Coll}$$
(II-1)

Avec :

- f_s : Fonction de distribution de l'espèce s, dépendant de la position \vec{r} , de la vitesse \vec{v} et du temps t;
- \vec{F}_{ext} : Force extérieure s'exerçant sur une particule de type *s* (électron, ion positif ou négatif, atome ou molécule neutre, . . .);
- m_s : Masse d'une particule de type s ;
- $\vec{\nabla}_r$: Opérateur nabla dans l'espace des positions ;
- $\vec{\nabla}_{v}$: Opérateur nabla dans l'espace des vitesses ;
- $\left(\frac{\delta f_s}{\delta t}\right)_{Coll}$: représente le terme de collisions des espèces considérées.

Sa résolution permet de connaître la fonction de distribution f_s de la particule *s* telle que $f_s(\vec{r},\vec{v},t)d^3rd^3v$ ayant leurs positions et leurs vitesses dans l'élément de volume d^3rd^3v de l'espace des phases autour de la position (\vec{r},\vec{v}) à l'instant *t*.

L'équation de Boltzmann régit l'évolution de cette fonction de distribution lorsque l'espèce s est soumise à une force extérieure \vec{F}_{ext} et à des collisions.

Dans notre cas, les forces extérieures sont celles engendrées par le champ électrique $\vec{F}_{ext} = q\vec{E}$ qui a par conséquent une influence sur les fonctions de distribution. Les collisions sont traduites par le terme $\left(\frac{\delta f_s}{\delta t}\right)_{Coll}$ qui correspond aux variations de la fonction de distribution engendrées par ces collisions. Il comptabilise le nombre de particules de type s par unité de temps qui sont créées ou qui disparaissent dans le volume élémentaire autour de (\vec{r}, \vec{v}) ou bien qui sont échangées avec le reste de l'espace des phases.

Le champ électrique dépend lui-même des densités de charge par l'intermédiaire de l'équation de Poisson :

$$\vec{\nabla}\vec{E} = \frac{q}{\varepsilon_0} \left(n^+ - n^- \right) \tag{II-2}$$

On voit donc la nécessité de coupler l'équation de Boltzmann avec celle de l'équation de Poisson. La dénomination de « modèle auto cohérent » s'applique aux modèles pour lesquels un tel couplage est réalisé.

La résolution des équations de Boltzmann n'est pas une chose aisée, il ne fait généralement pas l'objet d'une résolution directe. À cause de cette situation de complexité, on a donc recours à une approche macroscopique ou "fluide" qui est obtenue classiquement en prenant les moments de l'équation de Boltzmann et en faisant les approximations jugées raisonnables pour le problème considéré. Ce modèle répond à de nombreuses approximations, mais permet sous certaines conditions, d'avoir des résultats fiables et assez rapidement. Les méthodes numériques s'appliquent la plupart du temps à un ensemble d'expressions intégrales des équations fluides.

À partir de la connaissance de la fonction de distribution, il est possible de définir toutes les grandeurs macroscopiques tel que la densité des particules, leur vitesse moyenne, leur énergie moyenne, ... sachant que la densité ou le nombre moyen des particules en un point du plasma à un instant donné t est [85] :

$$n_s(r,t) = \int_{v} f_s(r,v,t) d^3v$$
 (II-3)

Le nombre de particules étudiées étant important, nous utiliserons des grandeurs moyennes basées sur les fonctions de distribution. On peut définir de même la vitesse moyenne \bar{v} d'une particule par :

$$\overline{v}(r,t) = \frac{1}{n_s(r,t)} \int_{v} v f_s(r,v,t) d^3v$$
(II-4)

Ou, pour tout autre grandeur $\vec{\chi}$ de l'espèce s sa moyenne $\overline{\chi}$ est liée à f_s par :

$$\overline{\chi}(r,t) = \frac{1}{n_s(r,t)} \int_{v} \chi f_s(r,v,t) d^3v$$
(II-5)

Les différentes équations gouvernant les variations temporelles et spatiales de ces variables macroscopiques peuvent être obtenues à partir des "moments de l'équation de Boltzmann". Ces équations différentielles sont connues comme les équations de transport macroscopique et leurs solutions, nous donnent directement les variables macroscopiques moyennant certaines hypothèses.

Les variables macroscopiques peuvent être obtenues en prenant différents moments de l'équation de Boltzmann.

D'une manière générale, on utilise les trois premiers moments, en établissant des hypothèses sur les moments d'ordre supérieur.

Les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann sont obtenus en intégrant l'équation de Boltzmann dans l'espace des vitesses après multiplication par une fonction $\chi(\vec{v})$. L'équation générale de transport d'une grandeur physique $\chi(\vec{v})$, dépendant de la vitesse s'écrit [85]:

$$\frac{\partial n_s \overline{\chi}}{\partial t} + \nabla_r . n_s \overline{\chi v} - n_s . \overline{\chi} . \overline{\nabla}_v \overline{\chi} = \int_v \overline{\chi} \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll} d^3 v$$
(II-6)

Avec $-\gamma = \frac{F_{ext}}{m_s}$ est l'accélération due aux force extérieures.

La grandeur physique $\chi(\vec{v})$ peut être un scalaire (densité), un vecteur (quantité de mouvement) ou encore un tenseur (énergie) relative à chaque espèce.

L'équation de transport Eq. II-6 a une expression générale et s'applique à toute fonction arbitraire.

Les différentes équations que nous avons déduites se dérivent de l'Eq. II-6 en attribuant à $\chi(\vec{v})$ une forme particulière.

II-1.1.1 Équation de continuité :

L'équation de continuité représente la conservation du nombre des particules. Elle permettant d'obtenir un modèle d'ordre zéro, cette équation est obtenue par le remplacement de $\chi(v)$ par 1 dans l'Eq. II-6 [85] :

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla_r n_s \cdot v = \int_v \left(\frac{\partial f_s}{\partial t} \right)_{Coll} = S$$
(II-7)

 n_s est la densité des particules, \overline{v} leur vitesse moyenne et S est le terme source de l'équation de continuité, il caractérise l'ensemble des processus collisionnels de création et de perte de l'espèce considérée. Elle est de nature scalaire (tenseur d'ordre zéro).

Cette équation de continuité est très générale et se rencontre dans de nombreux domaines de la physique. Elle exprime la conservation de la matière et indique que, dans un volume élémentaire et pendant un temps infinitésimal, la variation du nombre de particules de type s est liée à leur création/destruction (à travers le terme source S) et la balance entre leur flux entrant et sortant (à travers la divergence du flux).

L'Eq. II-7 ne peut pas être résolue que moyennant la connaissance de la vitesse moyenne \overline{v} . Pour déterminer \overline{v} il est nécessaire d'ajouter une équation supplémentaire, c'est l'équation pour transfert de la quantité de mouvement.

II-1.1.2 Équation de transfert de la quantité de mouvement :

Cette équation qui est la base du modèle d'ordre un, afin d'obtenir l'équation de transfert de la quantité de mouvement, nous remplaçons $\chi(v)$ par $m_s v$ dans l'équation générale de transport (Eq. II-6), on obtient [85] :

$$\frac{\partial n_s m_s \overline{v}}{\partial t} + n_s m_s (\overline{v} . \nabla_r) . \overline{v} + \overline{v} (\nabla_r . n_s m_s \overline{v}) + \nabla_r P - n_s \overline{F}_{ext} = \int_v m_s v \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{col} d^3 v$$
(II-8)

Avec : m_s est la masse de la particule. \vec{P} : Le tenseur de pression cinétique. Il est défini comme un flux de quantité de mouvement mais dans un référentiel se déplaçant à la vitesse \vec{v} . Le membre gauche de l'Eq. II-8 représente la variation totale, par unité de temps, de la quantité de mouvement $(m_s \vec{v})$, sous l'effet des forces extérieures \vec{F}_{ext} et de la pression \vec{P} . Le terme de droite traduit l'effet de collisions sur le transport de la quantité de mouvement. On le simplifie généralement en l'écrivant $n_s m_s v_m \vec{v}$ (v_m est la fréquence moyenne de transfert de quantité de mouvement). En injectant l'équation de continuité dans l'équation de transport de quantité de mouvement, cette dernière s'écrira :

$$n_{s}m_{s}\left[\frac{\partial}{\partial t}+(\overline{v}.\nabla_{r})\right].\overline{v}=n_{s}\overline{F}_{ext}-\nabla_{r}P-S.m_{s}\overline{v}-n_{s}m_{s}v_{m}\vec{v}$$
(II-9)

Une simplification nécessaire si l'on veut se contenter d'une équation d'énergie scalaire, est de supposer que le tenseur de pression est isotrope et diagonal et que le plasma est isotherme. Le terme de pression se réduit alors au gradient de la pression scalaire :

 $\overline{\nabla}.\overline{P} = \overline{\nabla}p$, Où (\overline{P} est le tenseur de pression cinétique et p est la pression scalaire) Avec : $p = nk_{p}T$

Les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann écrits ci-dessus ne forme pas un système fermé, pour les raisons suivantes :

- Le terme de gradient de pression fait intervenir l'énergie moyenne.
- La fréquence d'échange de quantité de mouvement dépend de la forme de la Fonction de Distribution des Électrons (FDE).
- La fréquence moyenne d'ionisation (dans le terme source *S*) dépend aussi de la (FDE).

On voit donc que chaque moment contient un paramètre qui peut être obtenu à partir du prochain et pour décrire d'une manière plus réaliste l'évolution des paramètres de la décharge il est donc préférable d'introduire un moment supérieur de l'équation de Boltzmann. Ce moment correspondant à l'équation de la conservation de l'énergie.

II-1.1.3 Équation de la conservation de l'énergie :

L'utilisation de l'équation de la conservation de l'énergie permet de former un modèle d'ordre deux. Pour obtenir cette équation, on remplace $\chi(v)$ par $\frac{1}{2}m_s v^2$ dans l'équation générale de transport (Eq. II-6), on obtient ainsi **[85]**:

$$\frac{1}{2}\frac{\partial n_s m_s \overline{v}^2}{\partial t} + \nabla_r \left[\frac{1}{2}n_s m_s(\overline{v}.\overline{v})\overline{v}\right] - n_s F_{ext} \cdot v = \int_v \frac{1}{2}m_s v^2 \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{col} d^3v$$
(II-10)

Le premier terme du membre gauche correspond à la variation temporelle de l'énergie totale de la particule (énergie d'agitation thermique et énergie cinétique due au mouvement d'ensemble), le second terme traduit la variation spatiale de l'énergie et le troisième la perte ou le gain d'énergie dû aux forces. Le membre de droite, quant à lui, traduit le terme de perte ou de gain de l'énergie dû aux collisions avec les autres espèces, c'est le terme de collision. De la même façon que pour l'équation de transfert de la quantité de mouvement, on définit une fréquence moyenne d'échange d'énergie v_e et on décrit le terme du aux collisions, dans l'Eq. II-10, par $-n_e v_e \overline{\varepsilon}_e$ ($\overline{\varepsilon}_e$ étant l'énergie moyenne des électrons). Elle est la somme des énergies et des mouvements orientés.

Le système formé par l'utilisation des deux ou trois premiers moments n'est pas équivalent à l'équation de Boltzmann et nous met en face d'un système dont le nombre d'inconnus et supérieur au nombre d'équations. En fait il faudrait une infinité d'équations de ce type pour obtenir une représentation équivalente à l'équation de Boltzmann. La résolution numérique du problème impose donc des hypothèses simplificatrices et des approximations qui permettent de fermer un système composé d'un nombre fini d'équations.

II-1.2 Hypothèses de fermeture et simplification du modèle :

Dans ce travail de modélisation de la DBD à la pression atmosphérique, nous nous intéresserons seulement aux deux premiers moments de l'équation de Boltzmann, seules les équations de continuité et de quantité de mouvement vont être résolues. Pour pouvoir supprimer l'équation de l'énergie, il est nécessaire d'utiliser l'hypothèse de :

- l'approximation du "champ local" (LFA de l'anglais "Local Field Approximation"), qui signifie que le gain d'énergie dû au champ est compensé localement dans le temps et dans l'espace par les pertes d'énergie dues aux collisions et aux forces extérieures. Dans ce cas, la fonction de distribution des particules ne dépend que du champ local et peut être tabulée préalablement. Ainsi, les fréquences d'ionisation et d'échange de quantité de mouvement, ainsi que l'énergie moyenne sont, dans ces conditions, des fonctions connues du champ électrique local.
- l'équation de quantité de mouvement des particules se réduit à sa forme dite « dérive-diffusion » dans laquelle on a conservé uniquement les termes de collisions, de champ et de gradient de pression (les termes d'inertie sont négligés).

II-1.2 .1 Approximation du champ électrique local :

L'approximation du champ local suppose que l'énergie acquise par les électrons sous l'effet du champ pendant un intervalle de temps infinitésimal est exactement compensée localement (dans l'espace et dans le temps) par l'énergie cédée au milieu par collisions. Cela s'applique à un plasma dans lequel les électrons ont une fréquence de collision suffisante pour qu'ils soient en équilibre avec le champ électrique. Dans ce cas leur fonction de distribution où point \vec{r} et à l'instant *t* est une fonction exclusive du champ électrique local réduit E/N(N est la densité totale d'atomes et de molécules du gaz). L'avantage de cette approche est que tous les coefficients de transport et fréquence moyenne de collision et les taux des réactions peuvent être déduites de l'expérience (ou calculées) sous la condition du champ électrique uniforme. Les mobilités et les coefficients de diffusion dépendent également du champ électrique local.

Cependant, cette approximation grossière est insuffisante dans les régions de la gaine (où les électrons ne sont plus en équilibre avec le champ électrique) ce qui conduit à une surévaluation des paramètres de transport électroniques au niveau des limites du domaine de calcul **[86]**. En général ce problème est évité en imposant comme solution pratique des paramètres de transport électroniques constants. Elle est généralement valable pour reproduire de façon raisonnable un grand nombre de phénomènes observés dans les plasmas collisionnels, et est à la base de la majorité des modèles de la DBD à la haute pression.

II-1.2 .2 Approximation de dérive-diffusion :

La pression du gaz dans lequel s'établit la décharge concernée par notre problème d'étude se situe à l'ordre de la pression atmosphérique (10⁵ Pa). Il s'agit donc d'un plasma fortement collisionnel. Dans cette condition pour fermer ce système, il nous faut de nouvelles hypothèses. Les plus couramment utilisées sont : on néglige le terme de dérive temporelle $\frac{\partial}{\partial t}$ ce qui implique que la variation du flux par unité de temps doit être très inférieure à la fréquence de collision. On néglige l'énergie cinétique liée à la dérive des particules chargées devant énergie d'agitation thermique. Cette hypothèse ne peut donc être vérifiée que pour des régimes collisionnels et des variations du champ électrique faibles devant le temps moyen entre deux collisions. A partir de ces hypothèses, l'équation de transfert de la quantité de mouvement se réduit à sa forme dite « dérive-diffusion » dans laquelle on a conservé uniquement les termes de collisions, de champ et de gradient de pression. Dans ces conditions le flux des particules chargées de type $s \Gamma_s$ est la somme d'un terme proportionnel au champ électrique (dérive), il traduit la dérive des espèces s dans le champ si elles sont chargées et d'un terme proportionnel au gradient de densité de l'espèce s (diffusion) qui traduit l'effet des collisions qui tend à uniformaliser la densité. Cette forme est justifiée dans des plasmas collisionnels comme ceux qui sont étudiés ici :

$$\vec{\Gamma}_s = n_s \frac{q_s}{m_s v_m} \vec{E} - \frac{1}{m_s v_m} \vec{\nabla} \left(n_s k T_s \right)$$
(II-11)

Avec :

- v_m : Fréquence d'échange de quantité de mouvement
- q_s : Charge élémentaire de l'espèce s
- \vec{E} : Champ électrique

Cette représentation simplifie les équations, mais introduit deux nouvelles inconnues : la mobilité et le coefficient de diffusion des particules.

En supposant que la température T_s varie spatialement peu par rapport à la densité n_s la mobilité μ_s et le coefficient de diffusion D_s sont écrits de la façon suivante [87] :

$$\mu_s = \frac{|q_s|}{m_s v_m} \quad ; \quad D_s = \frac{kT_s}{m_s v_m}$$

L'équation (II-11) peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{\Gamma}_s = sign(q_s) \ n_s \mu_s \vec{E} - \vec{\nabla} \left(n_s D_s \right)$$
(II-12)

Avec :

$$sign(q_s) = \begin{cases} 1 & \text{si } q_s > 0 \\ -1 & \text{si } q_s < 0 \\ 0 & \text{si } q_s = 0 \end{cases}$$

Quand cela est possible, cette écriture de l'équation de transfert de quantité de mouvement permet de simplifier considérablement la résolution numérique du système. Dans ces conditions, les équations du modèle s'écrivent sous la forme :

II-1.3 Équations de transport pour les particules chargées :

Dans ce qui suit, nous allons exposer les différentes équations relatives au transport des électrons et des ions, il s'agit des équations aux drivées partielles qui rendant compte de l'évolution spatiale et temporelle des densités des particules dans la décharge, elles prennent globalement la même forme pour les électrons et les ions. On a :

II-1.3.1 Équations de transport pour les électrons :

$$\frac{\partial n_e(\vec{r},t)}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_e(\vec{r},t)}{\partial \vec{r}} = S_e(\vec{r},t)$$
(II-13)

 $n_e(\vec{r},t)$: représente la densité des électrons. En exprimant le flux des électrons en fonction de vitesse de dérive électronique $W_e(\vec{r},t) = -\mu_e E(\vec{r},t)$ et de coefficient de diffusion électronique :

$$\Gamma_e = -n_e(\vec{r},t)\mu_e E(\vec{r},t) - \frac{\partial \left(n_e(\vec{r},t)D_e(\vec{r},t)\right)}{\partial \vec{r}}$$
(II-14)

Le terme $\frac{\partial (n_e(\vec{r},t)D_e(\vec{r},t))}{\partial \vec{r}}$ dans les équations (II-14) s'écrit [88] :

$$\left(D_e(\vec{r},t)\frac{\partial n_e(\vec{r},t)}{\partial \vec{r}} + n_e(\vec{r},t)\frac{\partial D_e(\vec{r},t)}{\partial \vec{r}}\right)$$
(II-15)

Nous négligeons dans notre modèle le terme $n_e(\vec{r},t) \frac{\partial D_e(\vec{r},t)}{\partial \vec{r}} = n_e(\vec{r},t) \cdot \frac{2}{3} \cdot \frac{\mu_e}{e} \cdot \frac{\partial \varepsilon_e(\vec{r},t)}{\partial \vec{r}}$

c'est à dire nous supposons que la diffusion des particules est isotrope à l'intérieur de l'espace inter-électrodes en négligeant les effets de l'énergie thermique hypothèse utilisée par Graves **[89]**.

 $\Gamma_e(\vec{r},t)$: représente le flux électronique, $E(\vec{r},t)$ est le champ électrique et $W_e(\vec{r},t)$ la vitesse de dérive électronique. La relation ci-dessus montre que le flux des particules chargées est la somme de la vitesse de dérive et de la vitesse de diffusion qui est proportionnelle au coefficient de diffusion et au gradient de la densité de chaque espèce.

Si on injecte la relation (II-14) dans la relation (II-13), nous obtenons la forme caractéristique de l'équation de dérive-diffusion pour les électrons :

$$\frac{\partial n_e(\vec{r},t)}{\partial t} - \frac{\partial \left(n_e(\vec{r},t)\mu_e E(\vec{r},t)\right)}{\partial \vec{r}} - \frac{\partial^2 \left(n_e(\vec{r},t)D_e(\vec{r},t)\right)}{\partial \vec{r}^2} = S_e(\vec{r},t)$$
(II-16)

Avec : μ_e et $D_e(\vec{r},t)$ sont respectivement la mobilité électronique et le coefficient de diffusion électronique. $S_e(\vec{r},t)$ est le terme source pour les électrons, il représente le bilan des réactions où il y a création ou pertes d'électrons par collisions inélastiques, il caractérise l'apparition ou la disparition des électrons dans la décharge.

II-1.3.2 Équations de transport pour les ions :

Même processus pour les ions que les électrons avec $n_p(\vec{r},t)$ est la densité des ions et $W_p(\vec{r},t) = \mu_p E(\vec{r},t)$ est la vitesse de dérive ionique, on trouve :

$$\frac{\partial n_p(\vec{r},t)}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_p}{\partial \vec{r}} = S_p(\vec{r},t)$$
(II-17)

$$\Gamma_{p}(\vec{r},t) = n_{p}(\vec{r},t)\mu_{p}E(\vec{r},t) - D_{p}\frac{\partial n_{p}(\vec{r},t)}{\partial \vec{r}}$$
(II-18)

$$\frac{\partial n_p(\vec{r},t)}{\partial t} + \frac{\partial \left(n_p(\vec{r},t) \mu_p E(\vec{r},t) \right)}{\partial \vec{r}} - D_p \frac{\partial^2 n_p(\vec{r},t)}{\partial \vec{r}^2} = S_p(\vec{r},t)$$
(II-19)

Avec $\Gamma_p(\vec{r},t)$, μ_p , D_p et $S_p(\vec{r},t)$: représentent respectivement le flux, la mobilité

le coefficient de diffusion et le terme source relatifs à un ion de type p.

Les équations de dérive-diffusion pour les électrons et les ions permettent de déterminer l'évolution spatio-temporelle des densités des différentes espèces moyennant la connaissance de leurs vitesses de dérive, leurs coefficients de diffusion et les termes sources correspondant. Les deux équations ci-dessus sont appelées aussi équation de convection-diffusion car elles sont constituées d'un terme convectif (du premier ordre par rapport à la drivée spatiale) et d'un terme de diffusion (du second ordre par rapport à la drivée spatiale). On développera, au chapitre III, la méthode numérique appropriée à la résolution des équations de ce type.

II-1.4 Équations de transport pour les espèces neutres et excitées :

Les espèces neutres et excités sont pris en compte pour cette modélisation dans les quelles interviennent les concentrations des niveaux des métastables, il est indispensable de pris en considération les équations décrivant l'évolution spatiale et temporelle des densités des ces niveaux. Ces équations possèdent une structure voisine des Eqs. II-13 et II-17 excepté que le terme de convection n'apparait plus, puisque la vitesse de dérive dans le cas d'une particule excitée ou molécule neutre est nulle, à cause d'une mobilité nulle, n'étant pas soumises au champ électrique. Ces espaces peuvent être des états excités atomiques ou moléculaires ou de toute autre impureté présente dans la décharge.

Pour une espèce quelconque de ce type on a :

$$\frac{\partial n_m(\vec{r},t)}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_m}{\partial \vec{r}} = S_m(\vec{r},t)$$
(II-20)

 $n_m(\vec{r},t)$: est la densité de l'espèce de type m.

Sachant que :
$$\Gamma_m(\vec{r},t) = -D_m \frac{\partial n_m(\vec{r},t)}{\partial \vec{r}}$$
 (II-21)

Où : $\Gamma_m(\vec{r},t)$ est le flux des ces espèces.

D'où la relation (II-20) et (II-21), L'équation de transport pour les espèces neutres et excitées prend la forme :

$$\frac{\partial n_m(\vec{r},t)}{\partial t} - D_m \frac{\partial^2 n_m(\vec{r},t)}{\partial \vec{r}^2} = S_m(\vec{r},t)$$
(II-22)

Avec : D_m et $S_m(\vec{r}, t)$ représentent le coefficient de diffusion et le terme source correspondants aux particules de type *m*.

Contrairement aux Eqs. II-16 et II-19, la relation (II-22) a la structure d'une équation de diffusion.

La détermination des coefficients qui apparaissent dans les Eqs. II-16, II-19 et II-22 (vitesse de dérive, coefficients de diffusion, taux des réactions, etc...) est un problème délicat qui nécessite, pour une approche rigoureuse, la résolution de l'équation de Boltzmann initiale. Dans le cas des décharges à haute pression, cette contrainte est évitée en admettant habituellement que les particules chargées sont en équilibre avec le champ électrique. Cela signifie que les coefficients des équations ci-dessus ne sont pas directement des fonctions de la position et du temps, mais essentiellement des fonctions du champ électrique, une hypothèse qui est déjà adoptée dans cet approche sous le nom de « L'approximation du champ électrique local » détaillée dans les paragraphes précédentes.

Jusqu'à présent, on n'a pas détaillé les termes sources $S_e(\vec{r},t)$, $S_p(\vec{r},t)$ et $S_m(\vec{r},t)$ figurant dans les membres de droite des Eqs. II-16, II-19 et II-22. Ils sont des termes globaux qui rendent compte de la création et de la disparition des espèces par l'intermédiaire de divers processus collisionnels. Ils concernent les réactions qui interviennent soit entre particules chargées et particules neutres ou excitées, soit entre les particules neutre-neutre, etc. Ils se traduisent par l'apparition d'un électron et/ou d'un ion, soit une molécule ou un atome excité.

II-1.5 Écriture des termes sources :

Dans les conditions de la haute pression, les niveaux métastables de l'hélium jouent un rôle non négligeable dans la production de particules chargées que se soit par les réactions à deux corps, les réactions à trois corps, ou essentiellement par ionisation Penning des molécules d'impureté, même si la densité de cet impureté est nettement inférieure à celle des molécules du gaz d'Hélium.

A la pression atmosphérique, l'obtention et l'entretien d'une DBD homogène dans un gaz rare comme l'hélium, est conditionné par la présence du mélange Penning dans la décharge [90]. Ce type d'ionisation est possible seulement si la molécule en question a un seuil d'ionisation plus bas que l'énergie interne d'un atome dans un état excité. Dans le cas de l'hélium, les niveaux énergétiques très importants des métastables font qu'ils peuvent potentiellement ioniser toutes impuretés présentes dans le mélange plasmagène par effet Penning [91]. A cet effet, les réactions responsables à l'excitation ou l'ionisation par excitation ou autres processus réactionnels, telle que la recombinaison, conduisent à la formation ou à la disparition des métastables et doit êtres inclus dans les termes sources.

Chaque terme source relatif à une espèce donnée est donc la somme de tous les processus réactionnels qui caractérisent la production ou la disparition de l'espèce en question.

Prenons, par exemple, le cas des réactions suivantes II-23, II-24 et II-25 qui caractérisent la création d'électrons et des ions positifs de l'hélium ainsi que la génération des particules excitées :

$$He + e^- \rightarrow He^+ + 2e^- \qquad v_{io} = f\left(E(\vec{r}, t)\right) \qquad (\text{II-23})$$

$$He + e^{-} \rightarrow He^{*} + e^{-} \qquad v_{ex} = f\left(E(\vec{r}, t)\right) \qquad (\text{II-24})$$

$$He^* + N_2 \rightarrow He + N_2^+ + e^ k_{\text{Penning}} = 5 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$
 (II-25)

La réaction (II-23) est une réaction d'ionisation directe de l'atome d'hélium par impact électronique indiquant la création d'un électron et d'un ion positif. Elle est caractérisée par une fréquence d'ionisation v_{io} , qui est fonction du champ électrique. La réaction (II-24) est une réaction d'excitation par impact électronique, montrant la génération d'une particule à l'état excité et caractérisée par une fréquence d'excitation v_{ex} , aussi en fonction du champ électrique $E(\vec{r},t)$. La réaction (II-25) est une réaction d'ionisation Penning caractérisant la destruction du niveau métastable et la production d'un électron, le taux de cette réaction $k_{Penning}$ est constant.

L'hélium est un gaz principalement caractérisé par ses niveaux métastables de haute énergie potentielle et par son faible potentiel de rupture, présente un diagramme des états excités particulier.

La Fig. II-1, présente un diagramme simplifié des niveaux d'énergie de l'hélium, montre deux premiers niveaux métastables et donc de longue durée de vie. Ces deux niveaux sont le triplet He $(2^{3}S)$ et le singulet He $(2^{1}S)$ et sont respectivement situés à 19,82 et 20,61 eV. Pour une pression de 10^{5} Pa, la durée de vie radiative est de 130 µs pour le premier et 8 µs pour le second. Le diagramme de la Fig. II-1, comprend également le seuil d'ionisation de l'hélium situé à 24,6 eV.



Figure II-1 : Diagramme des niveaux d'énergie de l'hélium [92].

Compte tenu de la complexité et de la diversité des réactions qui se produisent dans un plasma d'Hélium, nous allons, dans cette partie de notre étude, en réaliser un bilan des réactions optimum. Du fait de l'importance de cette tâche en regard du travail de modélisation numérique à effectuer, et dans le but de réduire au maximum la panoplie des phénomènes

présent dans le gaz tout en respectant la réalité physique, le bilan sera effectué de manière à sélectionner les réactions dominantes dans les conditions de la pression atmosphérique.

Étant donné de l'importance des transferts d'énergie entre l'Hélium (métastables) et les particules d'impuretés à la pression atmosphérique, nous avons sur la base des études expérimentales et théoriques effectuées sur ce gaz **[51]**, **[93-96]**, procédé à la prise en compte des autres particules chargées dans un mélange Hélium + quelques dizaines de ppm d'Azote. Les réactions considérées concernant alors l'ionisation directe, l'excitation directe, les réactions à 02 et à 03 corps, la recombinaison et l'ionisation Penning.

L'élimination de quelques particules et réactions est effectuée par comparaison des différents taux des réactions correspondants (en tenant compte de la densité des particules mises en jeux). Dans ce cas les espèces qui seront présentées dans ce travail : sont les électrons, les ions atomiques et moléculaires de l'Hélium, les ions atomiques de l'Azote et le premier niveau métastables d'Hélium. Le bilan des réactions pris en compte dans notre modèle, permettant d'écrire les termes sources pour chaque espèce considérée (Tab. II-1 et Tab. II-2).

N°	Réaction	Туре	Fréquence
R1	$He + e^- \rightarrow He^+ + 2e^-$	Ionisation directe	$v_{io} = f(E)$
R2	$\mathrm{He} + \mathrm{e}^{-} \rightarrow \mathrm{He}(2^{3}\mathrm{S}) + \mathrm{e}^{-}$	Excitation directe	$v_{ex} = f(E)$

Tableau II-1 : Bilan des réactions d'ionisation et d'excitation directe dans l'Hélium.

Tableau II-2 : Bilan des réactions prise en compte dans l'Hélium	en présence
d'impureté (Azote).	

N°	Réaction	Symbole	Taux de réaction	Référence	
Réactions à trois corps :					
R3	$\mathrm{He}^{+} + 2\mathrm{He} \rightarrow \mathrm{He_2}^{+} + \mathrm{He}$	k ₁	$6,3 \times 10^{-32}$ cm ⁶ s ⁻¹	[97]	
R4	$\operatorname{He_2^+} + e^- + \operatorname{He} \rightarrow \operatorname{He_2^*} + \operatorname{He}$	k ₂	5×10^{-27} cm ⁶ s ⁻¹	[98]	
R5	$\operatorname{He}(2^{3}\mathrm{S}) + 2\operatorname{He} \rightarrow \operatorname{He}_{2}^{*} + \operatorname{He}$	k ₃	2.5×10^{-34} cm ⁶ s ⁻¹	[97]	
Recombinaison :					
R6	$He^+ + e^- \rightarrow He + hv$	k ₄	2×10^{-12} cm ³ s ⁻¹	[99]	
R7	$\mathrm{He}^+ + 2\mathrm{e}^- \rightarrow \mathrm{He} + \mathrm{e}^-$	k5	$7,1 \times 10^{-20}$ cm ⁶ s ⁻¹	[97]	
R8	$He^+ + e^- + He \rightarrow He^* + He$	k ₆	1×10^{-27} cm ³ s ⁻¹	[99]	
R9	$\operatorname{He_2^+} + e^- \rightarrow \operatorname{He_2^*} + hv$	k7	5×10^{-10} cm ³ s ⁻¹	[98]	
R10	$\operatorname{He}_2^+ + e^- \rightarrow \operatorname{He}(2^3 \mathrm{S}) + \operatorname{He}$	k ₈	$5 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	[100]	
R11	$\text{He}_2^+ + 2e^- \rightarrow 2\text{He} + e^-$	k9	2×10^{-20} cm ⁶ s ⁻¹	[97]	
R12	$N_2^+ + e^- \rightarrow N + N$	k ₁₀	4.8×10^{-8} cm ³ s ⁻¹	[101]	
R13	$N_2^+ + 2e^- \rightarrow N_2 + e^-$	k ₁₁	$1,4 \times 10^{-26}$ cm ⁶ s ⁻¹	[102]	
Réactions à deux corps :					
R14	$\text{He}(2^{3}\text{S}) + e^{-} \rightarrow \text{He} + e^{-}$	k ₁₂	2.9×10^{-9} cm ³ s ⁻¹	[97]	
R15	He $(2^{3}S)$ + He $(2^{3}S) \rightarrow e^{-}$ + He ⁺ + He	k ₁₃	2.9×10^{-9} cm ³ s ⁻¹	[97]	
Ionisation Penning :					
R16	$He (2^{3}S) + N_{2} \rightarrow N_{2}^{+} + He + e^{-1}$	k ₁₄	8×10^{-11} cm ³ s ⁻¹	[101]	

II-1.5.1 Expression des termes source :

Les expressions des termes sources S_e , S_{He^+} , $S_{He_2^+}$, $S_{N_2^+}$ et $S_{He(2^3S)}$ des équations de transport pour des électrons, des ions He^+ , He_2^+ , N_2^+ et des métastables $He(2^3S)$ contiennent les taux de réactions (notés k_i) et les fréquences d'ionisation et d'excitation ainsi que les différentes densités des particules et sont données par :

II-1.5.1.1 Termes sources des électrons :

$$S_{e} = \alpha_{io} \left(E \right) \mu_{e} \left| E \right| .n_{gaz} .n_{e} + n_{He \ (2^{3}S)} \left(k_{13} .n_{He \ (2^{3}S)} + k_{14} .n_{N_{2}} \right) - n_{He^{+}} .n_{e} \left(k_{4} + k_{5} .n_{e} + k_{6} .n_{gaz} \right) - n_{He^{+}_{2}} .n_{e} \left(k_{7} + k_{8} + k_{2} .n_{gaz} + k_{9} .n_{e} \right) - n_{N_{2}} .n_{e} \left(k_{10} + k_{11} .n_{e} \right)$$
(II-26)

II-1.5.1.2 Termes sources des ions He⁺ :

$$S_{He^{+}} = \alpha_{io} (E) \mu_{e} |E| \cdot n_{gaz} \cdot n_{e} + k_{13} (n_{He} (2^{3} S))^{2} - n_{He^{+}} \cdot n_{e} (k_{4} + k_{5} \cdot n_{e} + k_{6} \cdot n_{gaz}) - n_{He^{+}} \cdot k_{1} (n_{gaz})^{2}$$
(II-27)

II-1.5.1.3 Termes sources des ions He₂⁺ :

$$S_{He_{2}^{+}} = n_{He^{+}} k_{1} \left(n_{gaz} \right)^{2} - n_{He_{2}^{+}} n_{e} \left(k_{2} \cdot n_{gaz} + k_{7} + k_{8} + k_{9} \cdot n_{e} \right)$$
(II-28)

II-1.5.1.4 Termes sources des ions N_2^+ :

$$S_{N_{2}^{+}} = k_{14} \cdot n_{N_{2}} \cdot n_{He \ (2^{3} S)} - n_{N_{2}^{+}} \cdot n_{e} \left(k_{10} + k_{11} \cdot n_{e} \right)$$
(II-29)

II-1.5.1.5 Termes sources des métastables He (2³S) :

$$S_{He\ (2^{3}S)} = \alpha_{ex}\left(E\right)\mu_{e}\left|E\right|.n_{gaz}.n_{e} + n_{He_{2}^{+}}.n_{e}.k_{8}$$
$$-n_{He\ (2^{3}S)}\left(k_{3}\left(n_{gaz}\right)^{2} + k_{12}.n_{e} + k_{13}.n_{He\ (2^{3}S)} + k_{14}.n_{N_{2}}\right)$$
(II-30)

Les expressions des coefficients d'ionisation $\alpha_{io}(E)$ et d'excitation $\alpha_{ex}(E)$ seront définit dans la suite de ce chapitre.

II-1.6 Équation du champ électrique :

Pour fermer le système des équations. II-16, II-19 et II-22, Il est donc nécessaire d'évaluer la valeur du champ électrique \overline{E} en chaque point du domaine et à chaque instant.

Ce champ électrique résulte de la différence de potentiel appliquée entre les deux électrodes mais aussi de la répartition des particules chargées au sein du gaz. Le champ électrique total

est donc la somme d'un champ électrique géométrique \overline{E}_0 et d'un champ de la charge d'espace \vec{E}_{ch} : $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_{ch}$.

Pour ce faire, il faut résoudre l'équation de Poisson qui relie le champ électrique $E(\vec{r},t)$ à la densité nette de charges $\rho(\vec{r},t)$ dans l'espace inter-électrodes.

Le champ électrique $E(\vec{r},t)$ est donné par l'équation de Poisson :

$$\mathcal{E}_r \cdot \frac{\partial E(\vec{r}, t)}{\partial \vec{r}} = \frac{\rho(\vec{r}, t)}{\mathcal{E}_0}$$
(II-29)

Où $\rho(\vec{r},t) = |q| (n_p(\vec{r},t) - n_e(\vec{r},t))$ est la densité nette de charge.

 ε_0 est la permittivité du vide égale à 8,85 10⁻¹⁴ F.cm⁻¹. Dans le cas de la DBD, l'équation de Poisson prend également en compte la discontinuité de la permittivité relative du milieu $\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ qui passe de la valeur 1 dans l'espace gazeux, à une valeur donnée constante dans le diélectrique.

|q| est la valeur absolue de la charge élémentaire égale à 1,602 10^{-19} C.

L'effet du champ magnétique induit par courant engendré dans la décharge sur la dynamique des particules chargées est négligeable, le champ électrique dérive alors d'un potentiel scalaire $V(\vec{r},t)$:

$$\overline{E} = -\frac{V(\vec{r},t)}{\partial r}$$
(II-30)

$$\mathcal{E}_r \cdot \frac{\partial^2 V(\vec{r},t)}{\partial \vec{r}^2} = -\frac{\rho(\vec{r},t)}{\mathcal{E}_0} \tag{II-31}$$

Lequel est obtenu par l'équation de Poisson :

La solution de cette équation différentielle aux dérivées partielles du second ordre doit satisfaire aux conditions aux limites où sont imposées les potentiels appliqués aux électrodes et au champ électrique calculé aux interfaces gaz-diélectrique.

II-1.7 Couplage champ électrique – équations de transport :

Le couplage entre le transport des particules chargées et le champ électrique impose des contraintes sur la méthode de résolution du système d'équations. Par exemple, le pas en temps doit s'adapter à l'évolution du plasma et diminuer lorsque l'ionisation devient importante. Les équations de transport décrit précédemment, sont couplées de façon auto-cohérente à celle de l'équation de Poisson et forment ainsi un modèle dit **« auto-cohérent »**, pour la modélisation numérique de la décharge. Le point le plus important dans la modélisation fluide est le mode de couplage "en temps" entre les équations décrivant l'évolution des particules chargées et neutres et celui qui donnant la variation du champ électrique. Deux voies sont possibles :

Pendant la résolution des équations de transport entre les instants t et t+Δt (Δt : pas dans le temps), on peut supposer que le champ électrique est constant et qu'il correspond à celui calculé à l'instant t, on parle alors de "méthode explicite". Pour les modèles fluides, utilisant l'approximation de dérive-diffusion, cette méthode est stable si le pas d'intégration en temps Δt est inférieur à la constante de temps M_τ, cette condition est de

plus en plus contraignante avec l'augmentation de la densité du plasma ou lorsque la pression diminue.

La seconde possibilité est de regrouper les équations de transport et l'équation de Poisson en un seul bloc et de le résoudre simultanément entre les instants t et t+Δt, on parle alors de "schéma implicite" Ce mode de couplage est beaucoup plus efficace que le précédent que pour les plasmas de fortes densités, car il nécessite une linéarisation du système d'équations qui peut au contraire ralentir l'évolution du calcul lorsque la densité du plasma n'est pas importante. Dans certains cas, on peut aussi retrouver des schémas "semi-implicites" dans lesquels une évaluation de la densité électronique à l'instant *t*+Δ*t* est introduite dans l'équation de Poisson (au lieu de celle de l'instant t) pour tenir compte de la variation du champ électrique entre les instants *t* et *t*+Δ*t* [103].

Une fois les coefficients connus, la résolution globale du système des équations (II-16, II-19, II-22 et II-29) nécessite simplement de définir le domaine de simulation et la détermination des conditions aux limites sur les parois. Ceux-ci seront détaillés dans les paragraphes suivants :

II-2 Domaine de simulation :

II-2.1 Géométrie (Cellule de décharge modélisée) :

La Fig. II-2 représente la géométrie considérée dans notre étude « domaine d'application du modèle », constituée de deux électrodes planes parallèles couvertes de deux couches identiques de matériau diélectrique séparées par un espace gazeux « d_g » dans lequel se fait la décharge.



Figure II-2 : Géométrie utilisée pour les simulations de la décharge.

II-2.2 Conditions initiales et aux limites :

II-2.2.1 Conditions aux limites des équations de transport :

Le modèle de décharge présenté dans ce chapitre est associé à un ensemble de conditions aux limites qui font partie des hypothèses du modèle et elles dépendent des frontières considérées et des phénomènes qu'elles représentent. Sur la base des considérations concernant les interactions entre les différentes espèces d'un plasma, il est nécessaire de construire les conditions aux limites pour toutes les espèces en présence sur la surface diélectrique délimitant le domaine de simulation. La prise en compte du diélectrique, oblige à porter une attention particulière aux conditions aux limites à l'interface gaz-diélectrique.

L'écriture et le choix des conditions aux limites appropriées (en prenant en compte notamment l'émission secondaire par impact ionique, charge des diélectriques etc...) pour les équations fluides d'un modèle macroscopique est une question essentielle dans la description du problème. Les conditions les plus simples consistent à écrire que soit la densité, soit sa dérivée spatiale sont nulles aux électrodes. Ceci implique que, les conditions aux limites choisit sont de Neumann (c.-à-d, le cas où, la dérivée de la fonction est égale à zéro) et de Dirichlet (c.-à-d, le cas où, la fonction lui-même est égales à zéro).

Les conditions que nous avons choisies sont :

- Pour les ions positifs, sont de Neumann sur l'électrode qui représente la cathode et de Dirichlet sur l'anode.
- Pour les métastables, sont de Neumann que se soit à la cathode ou à l'anode.
- Pour les électrons, sont de Neumann sur l'anode et proportionnelles au flux d'émission secondaire à la cathode.

Elles sont données comme suit :

- A la cathode :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla}_r n_p &= 0 \\ \vec{\nabla}_r n_m &= 0 \\ \vec{\nabla}_r n_e &= f(\Gamma_{sec}) \end{aligned} \tag{II-32}$$

- A l'anode :

$$\begin{cases} n_p = 0 \\ \vec{\nabla}_r n_m = 0 \\ \vec{\nabla}_r n_e = 0 \end{cases}$$
(II-32)

Dans ces conditions, l'équation du flux prend la forme :

$$\Gamma_{j(paroi)}(r_s,t) = a_j . n_j(r_s,t) . w_j(r_s,t)$$
(II-33)

Dans l'équation ci-dessus, l'indice j désigne la nature de la particule en question (électron ou ion, ...), le coefficient a_j est égal à 1 si la vitesse est dirigée vers la paroi des électrodes et 0 dans le cas contraire. La variable r_s désigne la position de la surface considérée.

Dans le cas des électrons, il faut tenir compte du flux d'électrons émis éventuellement par le bombardement des particules comme les ions positifs, les neutres rapides, les neutres excités et les photons. Le coefficient d'émission secondaire varie en fonction du type de particules, de son énergie et de la nature du matériau (composition et structure) de la cathode **[104]**. Le flux électronique à la cathode s'écrit :

$$\Gamma_{e(cath)}(r_s,t) = a_e \cdot n_e(r_s,t) \cdot w_e(r_s,t) \pm \Gamma_{sec}$$
(II-34)

Sachant que : $\Gamma_{sec} = -\gamma \Gamma_p$

 Γ_{sec} est le flux d'électrons secondaires émis sous l'impact de particules frappant la cathode, γ est le coefficient d'émission secondaire, il définit la probabilité qu'un électron soit émis lorsqu'une particule entre en collision avec la surface délimitant le plasma. Il fait partie des nombreux processus d'entretien de la décharge permettant de compenser les pertes électroniques aux parois **[105]**. Ainsi, à la cathode les électrons secondaires sont considérés comme un terme source qui est inclus dans le membre de droite de l'équation de transport. Les signes plus et moins dans la relation ci-dessus correspondent respectivement au cas où la cathode se trouve à gauche (signe plus) ou à droite (signe moins).

Pour les particules neutres (excitées ou non), le flux sur les parois n'a que la composante d'agitation thermique et s'obtient à partir d'une fonction de distribution maxwellienne des particules définie sur un demi-espace angulaire (puisque seules les particules dirigées vers la paroi interviennent). On a :

$$\Gamma_{m(paroi)} = \frac{1}{4} n_m . v_{th} \tag{II-35}$$

Dans la relation ci-dessus, v_{th} est la vitesse d'agitation thermique de l'espèce m qui s'obtient au moyen de la formule suivante [106, 107] :

$$v_{th} = \sqrt{\frac{8k_B T_m}{\pi m_m}} \tag{II-36}$$

Où T_m est la température des particules de type m et mm leur masse.

II-2.2.2 Équation de la charge surfacique sur les électrodes :

La prise en compte du diélectrique implique l'introduction de la densité surfacique de charge σ_{ds} à l'interface gaz-diélectrique. La surface des diélectriques se charge sous l'impact du flux d'ions et d'électrons. Cette charge de surface entraîne l'apparition d'une tension mémoire aux bornes des diélectriques. En faisant l'hypothèse que les charges déposées ne diffusent pas sur la paroi et que la recombinaison entre charges positives et négatives est

instantanée. Le terme d'émission secondaire dû au flux de métastables ne sera donc pas pris en compte. γ est alors un coefficient effectif qui prend en compte l'émission secondaire créée par les ions positifs et autres particules énergétiques capables d'extraire des électrons secondaires à la cathode.

La densité de la charge surfacique $\sigma_{ds}(en C/cm^2)$ s'obtient à partir de la relation suivante [108]:

$$\frac{\partial \sigma_{ds}(t)}{\partial t} = |q| \cdot \left(\left| \sum_{i=1}^{n_p} a_p \cdot n_p \cdot w_p \right| - \left| \sum_{i=1}^{n_e} a_e \cdot n_e \cdot w_e \right| \right)$$
(II-37)

II-2.2.3 Conditions aux limites de l'équation du champ et du potentiel électrique :

Dans notre modélisation, On considère que :

- Les électrodes sont équipotentielles.
- Les diélectriques ne contiennent pas de charges libres.

La décharge est alimentée en tension (voir chapitre I), Une condition de type Dirichlet y est imposée pour le potentiel sur les électrodes métalliques extérieures. Cette condition aux limites permet de définir la tension appliquée au système. Si la DBD est alimentée par une source de tension sinusoïdale de fréquence de quelques kHz avec une amplitude maximale $V_{\rm max}$, les conditions aux limites du potentiel électrique peuvent s'exprimer sous cette forme :

- Électrode alimentée : $V = V_{\text{max}} \times \sin(2\pi f \times t)$
- Électrode mise à la masse : V = 0

Pour le champ électrique, l'équation de Poisson est résolue sur tout l'espace inter-électrodes. La présence des diélectriques et à travers eux l'accumulation des charges sur ces surfaces aux propriétés capacitives. Les conditions aux interfaces gaz-diélectriques sont données par loi de Gauss :

$$\varepsilon_{diel} E_{diel} \cdot n_s - \varepsilon_0 E_{gaz} \cdot n_s = \sigma_{ds} \tag{II-38}$$

Où ε_{diel} et ε_0 sont respectivement la permittivité du diélectrique et du gaz, et E_{diel} et E_{gaz} sont le champ électrique à l'interface gaz-diélectrique respectivement dans le diélectrique et dans le gaz. n_s est le vecteur normal à l'interface gaz-diélectrique.

La relation II-38 caractérise la discontinuité du champ électrique à l'interface de deux milieux de permittivité diélectrique différente **[109]**.

II-2.2.4 Conditions initiales :

Dans le présent travail, la densité de charge initiale choisie uniforme et constante dans l'espace gazeux. On utilise comme conditions initiales des densités d'électrons et d'ions identiques et égale à 5×10^9 cm⁻³, ce qui correspond approximativement à la densité de ces particules dans le milieu ambiant. Le champ électrique possède un profil constant dans l'espace inter-électrodes égale au potentiel divisé par la distance inter-électrodes. En l'absence de charge, ce profil se justifie bien.

Tendis que la densité initiale des espèces excités a été fixée à 10^9 cm⁻³. La densité initiale de la charge surfacique est répartie uniformément sur les surfaces internes des électrodes cotée gauche et cotée droite est pris nulle, en supposant que à l'instant t = 0, qu'il n'y a pas de densité nette de charges déposée sur les diélectriques.

II-3 Paramètres de transports :

Pour pouvoir utiliser le modèle fluide, il est nécessaire de connaître la variation des termes de création et de perte des différentes espèces et les paramètres de transport électroniques et ioniques, tels que, le coefficient de diffusion, la mobilité et les coefficients d'ionisation et d'excitation pour différentes particules considérées dans la décharge. Cette fois-ci, ces paramètres sont obtenus à partir des données disponibles dans la littérature **[80]** et **[110-113]**.

Les Tabs. II-3 et II-4 rassemblent les paramètres de transport à savoir, la mobilité des électrons, la mobilité des ions, les coefficients de diffusion des ions et des métastables.

Électron et Ion	Mobilité	Référence
Électron	$1,1316 \times 10^3 (\text{cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1})$	[110]
He^+	11,6 (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)	[80]
$\mathrm{He_2}^+$	18,3 (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)	[80]
N_2^+	22,8 (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)	[80]

Tableau II-3 : Mobilité dans l'Hélium et l'Azote.

Ion	Produit n _{gaz} D	Référence
He ⁺	$1,4\times 10^{19} \text{ (cm}^{-1} \text{ s}^{-1})$	[111]
He_2^+	$2,1\times10^{19}$ (cm ⁻¹ s ⁻¹)	[111]
N_2^+	$3,1\times10^{19}$ (cm ⁻¹ s ⁻¹)	[111]
He (2^3S)	$1,15 \times 10^{19} \text{ (cm}^{-1} \text{ s}^{-1}\text{)}$	[111]

Tableau II-4 : Coefficients de diffusion dans l'Hélium et l'Azote.

Le coefficient de diffusion électronique pour l'Hélium dépend du champ électrique issu des articles de Radu et Bartnikas **[112-113]**, par l'expression suivante :

$$\begin{cases} D_{e}(\vec{r},t) = 5,43 \times 10^{3} \left(\frac{|E(\vec{r},t)|}{3040} \right) cm^{2} s^{-1} & \text{si } E(\vec{r},t) \le 3040 \ V cm^{-1} \\ D_{e}(\vec{r},t) = 5,43 \times 10^{3} \ cm^{2} s^{-1} & \text{si } E(\vec{r},t) > 3040 \ V cm^{-1} \end{cases}$$
(II-39)

Les coefficients de l'ionisation et de l'excitation directe sont donnés selon Radu et Bartnikas par les formules empiriques suivantes **[112-113]** :

$$\begin{cases} n_{gaz} \cdot \alpha_{io} \left(E(\vec{r}, t) \right) = 0 \quad cm^{-1} \qquad \text{si} \quad E(\vec{r}, t) \le 2280 \quad Vcm^{-1} \\ n_{gaz} \cdot \alpha_{io} \left(E(\vec{r}, t) \right) = 9,32 \times 10^{-5} \left(\left| E(\vec{r}, t) \right| - 2280 \right)^{1.5} cm^{-1} \qquad \text{si} \quad E(\vec{r}, t) > 2280 \quad Vcm^{-1} \end{cases}$$
(II-40)

Et

$$\begin{cases} n_{gaz}.\alpha_{ex} \left(E(\vec{r},t) \right) = 0 \quad cm^{-1} \qquad \text{si} \quad E(\vec{r},t) \le 2280 \ Vcm^{-1} \\ n_{gaz}.\alpha_{ex} \left(E(\vec{r},t) \right) = 1,54 \times \left(\left| E(\vec{r},t) \right| - 2280 \right)^{0.6} cm^{-1} \qquad \text{si} \ E(\vec{r},t) > 2280 \ Vcm^{-1} \end{cases}$$
(II-41)

II-4 Calcul des caractéristiques électriques de la décharge :

Si nous sommes maintenant capables de décrire le comportement des particules présentées dans la décharge, il reste à faire le lien avec les caractéristiques électriques. L'analyse de la représentation géométrique de la Fig. II-2, suggère la structure du circuit électrique équivalent de la cellule de décharge modélisée.

La Fig. II-3 présente le circuit équivalent d'une DBD typique et sur la base de ce circuit, nous pouvons déterminer les relations liant les grandeurs électriques de la décharge :



Figure II-3 : Circuit électrique équivalent de la cellule de DBD.

Le calcul des caractéristiques électriques de la DBD est basé sur l'analyse des équations de circuit électrique équivalent, C'est la raison pour laquelle plusieurs auteurs : **[114-118]** utilisent une approche basé sur le circuit électrique équivalent de la décharge. Sur la base des ces travaux, nous avons construit le circuit équivalent de la cellule de DBD et nous allons définir les différentes équations qui caractérisent les grandeurs électriques de la décharge. En effet, on peut considérer les barrières diélectriques en contact avec les électrodes métalliques de coté et le gaz d'autre coté comme deux condensateurs des capacités notées respectivement C_{ds1} et C_{ds2} . Ces deux capacités en série peuvent être regroupées en une seule représentant la capacité globale des diélectriques solides C_{ds} .

Le gaz, quant à lui, est modélisé par une résistance variable non linéaire R_{gaz} en parallèle avec une capacité notée C_{gaz} , sachant que :

 $C_{gaz} = S \frac{\varepsilon_0}{d_g}$, ou S est la surface des électrodes (l'aire de la zone de décharge) et d_g la

distance inter-électrodes. Avant le claquage du gaz, c'est-à-dire lorsque la tension à ses bornes n'atteint pas le seuil de claquage, ce dernier se comporte comme une capacité. Et c'est à travers cette capacité que le courant de déplacement $I_{C_{gaz}}$ circule. Lorsque le claquage se produit c'est le courant de conduction ou le courant de décharge I_d qui circule dans le gaz. V_{App} est la tension sinusoïdale d'alimentation de décharge ou tension appliquée, V_{gaz} est la tension du gaz et V_{ds1} et V_{ds2} sont les tensions aux bornes des deux diélectriques solides avec $V_m = V_{ds1} + V_{ds2}$ est la tension du diélectrique appelée aussi la tension mémoire. Une première relation lie les tensions :

$$V_{App}(t) = V_{gaz}(t) + V_{ds1}(t) + V_{ds2}(t) = V_{gaz}(t) + V_m(t)$$
(II-42)

La tension appliquée étant connue, il reste donc à déterminer les trois autres tensions. Elles s'expriment de façon simple, si on considère qu'il s'agit de tension aux bornes de condensateurs [119] :

$$V_{ds1}(t) = \frac{1}{C_{ds1}} \int_{t_0}^t \left(I_{C_{gaz}}(t) + I_d(t) \right) dt$$
(II-43)

$$V_{ds2}(t) = \frac{1}{C_{ds2}} \int_{t_0}^t \left(I_{C_{gaz}}(t) + I_d(t) \right) dt$$
(II-44)

$$I_{C_{gaz}}(t) = C_{gaz} \frac{dV_{gaz}(t)}{dt}$$
(II-45)

Si on injecte l'Eq. II-45 dans l'Eq. II-43 et II-44, nous obtenons comme tension aux bornes des diélectriques :

$$V_{ds1}(t) = \frac{C_{gaz}}{C_{ds1}} V_{gaz}(t) + \frac{1}{C_{ds1}} \int_{t_0}^t I_d(t) dt$$
(II-46)

$$V_{ds2}(t) = \frac{C_{gaz}}{C_{ds2}} V_{gaz}(t) + \frac{1}{C_{ds2}} \int_{t_0}^t I_d(t) dt$$
(II-47)

Cherchant tout d'abord à déterminer $V_{gaz}(t)$ pour cela injectons II-46 et II-47 dans l'Eq. II-42 ce qui donne :

$$V_{App}(t) = \frac{C_{gaz}}{C_{ds1}} V_{gaz}(t) + \frac{C_{gaz}}{C_{ds2}} V_{gaz}(t) + \frac{1}{C_{ds1}} \int_{t_0}^t I_d(t) dt + \frac{1}{C_{ds2}} \int_{t_0}^t I_d(t) dt + V_{gaz}(t)$$
(II-48)

Si on pose :

$$\frac{1}{C_{ds}} = \frac{1}{C_{ds1}} + \frac{1}{C_{ds2}}$$
(II-49)

Nous obtenons après simplification :

$$V_{gaz}(t) = \frac{C_{ds}}{C_{ds} + C_{gaz}} V_{App}(t) - \frac{1}{C_{ds} + C_{gaz}} \int_{t_0}^t I_d(t) dt$$
(II-50)

La détermination de $V_{gaz}(t)$ dépend donc de la connaissance de $I_d(t)$, courant généré par la circulation des charges dans l'espace inter-électrodes. Ce courant est calculé numériquement pour chaque pas dans le temps comme suit **[120]**:

$$I_{d}(t) = |q| S. \int_{t_{0}}^{t} \int_{0}^{d_{g}} \left(\Gamma_{i}(\vec{r},t) - \Gamma_{e}(\vec{r},t) \right) dxdt$$
(II-51)

La connaissance de $I_d(t)$ permet alors de déterminer les valeurs de $V_{gaz}(t)$ et $V_m(t)$.

II-5 Conclusion :

Nous avons présenté dans cette section, le modèle fluide qui nous avons choisi pour la modélisation numérique de la décharge. Pour rester dans le cadre d'un modèle raisonnablement simple de la complexité du problème, ce dernier est basé sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann, pour fermer le système d'équation, en faisant des hypothèses sur les moments d'ordre supérieur. Les équations de notre modèle est de type dérive-diffusion couplée autant à l'équation de Poisson, en adoptant l'hypothèse de l'approximation du champ local.

Nous avons décrit ensuite, les données de base et les conditions aux limites impliqués aux calculs présentés dans cette thèse.

En fin, ce chapitre est terminé par l'établissement du lien entre les formules qui donnent les caractéristiques électriques de la décharge. Dans le chapitre suivant, nous allons décrire la méthode numérique pour la discrétisation de l'ensemble des équations du modèle ainsi que le schéma numérique adopté pour leur résolution.

CHAPITRE III

DISCRÉTISATION DES ÉQUATIONS DU MODÈLE

La construction de modèles et de codes numériques associés aux DBD sert à simuler numériquement les décharges. L'intérêt de ces simulations réside dans la possibilité d'obtenir de l'information sur des quantités ou des phénomènes difficilement accessibles par l'expérience. Le but donc de la modélisation numérique est de donner les bonnes tendances qualitatives et quantitatives qui nous permettent de savoir quels sont les phénomènes physiques prépondérants qui influent sur la décharge au sein du réacteur DBD.

La modélisation de la décharge se fait grâce à un modèle fluide basé sur la résolution numérique des équations du modèle que nous avons introduite précédemment et qui caractérise le transport de chaque particule considérée, électron, ion, particule excitée. Chacune des grandeurs (vitesse, diffusion et terme source) est une fonction non linéaire du champ électrique. Celui-ci doit donc être calculé avec précision, à chaque itération de temps.

Dans ce type de modèle, une étape très importante est de choisir un schéma numérique fiable capable de déterminer avec précision les flux d'échange entre volumes contigus. Ainsi, le schéma doit être non dispersif (il ne doit pas introduire d'oscillations artificielles dans la solution) et non diffusif. De plus, il doit être conservatif (c'est-à-dire ne pas créer artificiellement une perte ou une création de particules) et maintenir la positivité de la solution. Enfin, les durées de calcul ne doivent pas être prohibitives.

De manière générale la difficulté avec les schémas numériques est de trouver le bon compromis entre un ordre de précision supérieur et un temps de calcul raisonnable. Le choix entre la précision et le temps de calcul se fait toujours en fonction de notre besoin. Durant ce travail, nous avons choisi un schéma à temps de calcul court (Sharfetter et Gummel), tout en s'assurant de l'absence d'une grande diffusion numérique **[121]**.

Les équations de transport et de Poisson dans notre code de calcul sont résolues de façon simultanée, et non successivement, comme le cas de la méthode explicite. En effet, la méthode implicite étant assez lourde dans un problème multidimensionnel. En contrepartie, le schéma implicite nous permet de discrétiser l'équation de continuité, en échappant aux contraintes de pas en temps imposé comme celui du schéma explicite.

Dans notre cas, la résolution des équations de type convection-diffusion se fait par la méthode des différences finies implicite en utilisant le schéma du flux exponentiel de Scharfetter et Gummel [122]. Le calcul du potentiel et du champ électrique est traité selon le même formalisme de la méthode des différences finies.

III-1 Méthodes numériques :

La résolution numérique des équations aux dérivées partielles passent toujours par des discrétisations des problèmes analytiques en des problèmes numériques. Il en existe une infinité des méthodes de discrétisation. Nous ne pouvons jamais les énumérer toutes, mais les plus couramment utilisées sont :

- La méthode des différences finies
- La méthode des volumes finis
- La méthode des éléments finis
- La méthode des caractéristiques.

Mais nous n'utiliserons ici que la méthode des différences finies.

III-1.1 Principe de la méthode des différences finies :

Dans le domaine de l'analyse numérique, on peut être amené à rechercher la solution d'une équation aux dérivées partielles. Parmi les méthodes de résolutions couramment pratiquées du point de vue simplicité et mise en œuvre, la méthode des différences finies (MDF) est l'une des méthodes les plus adaptées à la résolution des systèmes aux EDP. Celle-ci consiste à remplacer les dérivées partielles par des différences divisées ou combinaisons de valeurs ponctuelles de la fonction en un nombre fini de points discrets ou nœuds du maillage. Elle est la plus facile d'accès, puisqu'elle repose sur deux notions : la discrétisation des opérateurs de dérivation/différentiation (assez intuitive) avec un faible coût de calcul d'une part, et la convergence du schéma numérique ainsi obtenu d'autre part. L'inconvénient principal de cette méthode est, qu'elle est limitée uniquement aux structures et géométries simples, ainsi que la difficulté de prise en compte des conditions aux limites de type Neumann. Elle a été utilisée avec succès pour la résolution des équations de Laplace et de Poisson et plus généralement pour les équations du type elliptique, parabolique et hyperbolique. La méthode des différences finies est le résultat des travaux de plusieurs mathématiciens du 18ème siècle (Euler, Taylor, ...). Cette méthode consiste à approximer les dérivées des équations à traiter au moyen des développements de Taylor et se déduit directement de la définition de la dérivée.

Soit f(x,t) une fonction de l'espace et du temps. Alors, la dérivée partielle première de f(x,t) par rapport à x est calculée par la formule :

$$\frac{\partial f(x,t)}{\partial x} = \lim_{\Delta x \to 0} \frac{f(x + \Delta x, t) - f(x,t)}{\Delta x}$$
(III-1)

Si Δx est très petit mais non nul, le développement de Taylor au voisinage de x de $f(x + \Delta x, t)$ donne :

$$f(x+\Delta x,t) = f(x,t) + \Delta x \frac{\partial f}{\partial x}(x,t) + \frac{\Delta x^2}{2} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2}(x,t) + \frac{\Delta x^3}{6} \frac{\partial^3 f}{\partial x^3}(x,t) + \dots$$
(III-2)

En tronquant la série au premier ordre en Δx , on obtient :

$$\frac{f(x+\Delta x,t)-f(x,t)}{\Delta x} = \frac{\partial f}{\partial x}(x,t)+e(x)$$
(III-3)

Ceci est appelé le schéma avant ou progressif.

De la même manière, nous pouvons aussi donner le schéma arrière ou régressif qui est de la forme :

$$\frac{\partial f(x,t)}{\partial x} = \lim_{\Delta x \to 0} \frac{f(x,t) - f(x - \Delta x,t)}{\Delta x}$$
(III-4)

Grace aux formules de Taylor, ceci nous donne :

$$f(x,t) = f(x - \Delta x, t) - \Delta x \frac{\partial f}{\partial x}(x,t) + \frac{\Delta x^2}{2} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2}(x,t) - \frac{\Delta x^3}{6} \frac{\partial^3 f}{\partial x^3}(x,t) + \dots$$
(III-5)

La somme de ces deux schémas nous donne le schéma centré suivant :

$$\frac{\partial f(x,t)}{\partial x} = \frac{f(x + \Delta x, t) - f(x - \Delta x, t)}{2\Delta x}$$
(III-6)

L'approximation de la dérivée $\frac{\partial f}{\partial x}$ est alors d'ordre 1 indiquant que l'erreur de troncature e(x)tend vers zéro comme la puissance première de Δx . La puissance de Δx avec laquelle l'erreur de troncature tend vers zéro est appelée l'ordre de la méthode [123].

III-1.1.1 Notation indicielle :

Dans le cas d'une étude monodimensionnelle où le problème consiste à déterminer une grandeur u(x) sur l'intervalle [0, x]. Nous utiliserons souvent la notation indicielle.

C'est pourquoi nous voulons en rappeler le principe. Si x est l'un des vecteurs de base du repère discrétisé, nous noterons le point x(i), qui est la i^{eme} abscisse par x(i).

Si u(x) est maintenant la fonction, ici la solution de l'équation aux dérivées partielles dépendant seulement des variables de l'espace, on remplacera $u(x_i)$ par u_i . Si en plus des variables de l'espace, il existe une variable temporelle $t(k) = t_k$, alors la fonction $u(x_i, t_k)$ sera notée u_i^k . Il faut alors discrétiser la dérivée en temps : on pourra par exemple considérer un schéma d'Euler explicite ou implicite pour la discrétisation en temps.

En résumé, les indices des variables spatiales resteront en indices et celui du temps sera en exposant. C'est ce qu'on appellera la notation indicielle **[123]**. L'écriture précédente sera :

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{x=x_i}^{t_k} = \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i}^{k} = u_i^{k}$$
(III-7)

Cette notation s'utilise de façon équivalente pour toutes les dérivées d'ordre successif de la grandeur u. Le schéma aux différences finies d'ordre 1 présenté ci-dessus s'écrit, en notation indicielle :

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i}^{k} = \frac{u_{i+1}^{k} - u_{i}^{k}}{\Delta x} + e(\Delta x)$$
(III-8)

Pour un schéma avant ou upwind.

Il est possible de construire le schéma arrière :

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i}^{k} = \frac{u_{i}^{k} - u_{i-1}^{k}}{\Delta x} + e(\Delta x)$$
(III-9)

Et pour le schéma centré :

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i}^{k} = \frac{u_{i+1}^{k} - u_{i-1}^{k}}{2\Delta x} + e(\Delta x)$$
(III-10)

III-1.1.2 Schéma d'ordre supérieur :

Des schémas aux différences finies d'ordre supérieur peuvent être construits en manipulant des développements de Taylor au voisinage de x_i . On écrit :

$$u_{i+1}^{k} = u\left(x_{i} + \Delta x, t^{k}\right) = u_{i}^{k} + \Delta x \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i}^{k} + \frac{\Delta x^{2}}{2} \left(\frac{\partial^{2} u}{\partial x^{2}}\right)_{i}^{k} + e(\Delta x^{2})$$
(III-11)

$$u_{i-1}^{k} = u\left(x_{i} - \Delta x, t^{k}\right) = u_{i}^{k} - \Delta x \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i}^{k} + \frac{\Delta x^{2}}{2} \left(\frac{\partial^{2} u}{\partial x^{2}}\right)_{i}^{k} + e(\Delta x^{2})$$
(III-12)

Où $e(\Delta x^2)$ est l'erreur de troncature d'ordre 2.

La soustraction de ces deux relations, sans tenir compte de l'erreur de troncature, donne :

$$u_{i+1}^{k} - u_{i-1}^{k} = 2\Delta x \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i}^{k} + e(\Delta x^{2})$$
(III-13)

Ce qui permet d'obtenir le schéma d'ordre 2 centré pour approcher la dérivée première de *u* :

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i}^{k} = \frac{u_{i+1}^{k} - u_{i-1}^{k}}{2\Delta x} + e(\Delta x^{2})$$
(III-14)

III-1.1.3 Dérivée d'ordre supérieur :

Pour les dérivées d'ordre supérieur, le principe est le même et repose sur les développements de Taylor au voisinage de x_i .Par exemple pour construire un schéma d'approximation de la dérivée seconde de u, on écrit [123] :

$$u_{i+1}^{k} = u_{i}^{k} + \Delta x \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i}^{k} + \frac{\Delta x^{2}}{2} \left(\frac{\partial^{2} u}{\partial x^{2}}\right)_{i}^{k} + \frac{\Delta x^{3}}{6} \left(\frac{\partial^{3} u}{\partial x^{3}}\right)_{i}^{k} + e(\Delta x^{4})$$
(III-15)

$$u_{i-1}^{k} = u_{i}^{k} - \Delta x \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i}^{k} + \frac{\Delta x^{2}}{2} \left(\frac{\partial^{2} u}{\partial x^{2}}\right)_{i}^{k} - \frac{\Delta x^{3}}{6} \left(\frac{\partial^{3} u}{\partial x^{3}}\right)_{i}^{k} + e(\Delta x^{4})$$
(III-16)

Avec $e(\Delta x^4)$ est l'erreur de troncature d'ordre 4.

En faisant la somme de ces deux égalités, sans tenir compte de l'erreur de troncature on aboutit à :

$$u_{i+1}^{k} - u_{i-1}^{k} - 2u_{i}^{k} = \Delta x^{2} \left(\frac{\partial^{2} u}{\partial x^{2}}\right)_{i}^{k} + e(\Delta x^{4})$$
(III-17)

Ce qui donne le schéma d'ordre deux centré de la dérivée seconde de *u* :

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_i^k = \frac{u_{i+1}^k - 2u_i^k + u_{i-1}^k}{\Delta x^2} + e(\Delta x^4)$$
(III-18)

Il est également possible de construire, par le même procédé, des schémas aux différences finies d'ordre supérieur pour les dérivées troisième, quatrième, etc. **[123]**.

Un schéma sera dit stable si les erreurs ne sont pas amplifiées. Les conditions de stabilité portent sur le schéma numérique lui-même et signifient que la solution numérique (obtenue sur une machine) doit rester proche de la solution exacte du problème discret.

Un schéma dit convergent, si la solution numérique tend vers la solution exacte du problème continu lorsque les pas de discrétisation tendent vers zéro.

Le schéma implicite pur ou « fully implicit » est inconditionnellement stable [124].

III-1.1.4 Maillage du domaine de simulation :

La Fig. III-1 définit le domaine (D) de notre étude pour la simulation numérique de la DBD à la pression atmosphérique, il s'agit d'une géométrie mono-dimensionnelle (1-D) cartésienne dont une direction est perpendiculaire aux électrodes et aux surfaces diélectriques (axe x de la décharge). Cette configuration suppose que la décharge est infinie (homogène) dans la deuxième et troisième dimension.

Dans la présente modélisation, on admet que l'origine des coordonnées est prise à la surface des électrodes de gauche. Les vitesses des particules seront positives quand elles entraînent un déplacement du côté gauche vers le côté droit. Les espèces qui se déplacent du côté droit vers la gauche, ont alors une vitesse négative.



Figure III-1 : Domaine d'étude (D).

Le domaine (**D**) est donc définit par: $x \in [0, d_g]$ et $t \in [t_0, t_{max}]$.

Pour construire le maillage, il suffit d'établir un réseau de points $x_1, x_2, ..., x_{N-1}, x_N$ le long de l'axe x où la distance inter-électrodes est divisée en N-1 intervalles égaux avec i = 1 est la condition aux limites pour la position gauche et i = N est la condition aux limites pour la position droite.

 $\Delta x = x_{i+1} - x_i$ est le pas de calcul spatial entre les positions x_i et x_{i+1} suivant l'axe x. Pour le temps, on définit un réseau de points t^0 , t^1 , t^2 ,..., t^N avec k = 0 est la condition initiale et k = N est le temps final, deux instants successifs sont reliés par : $t^{k+1} = t^k + \Delta t$, Δt étant le pas de calcul temporel entre les instants t^k e $t^{k} t^1$. Chaque point M_i^k appartenant au domaine d'étude est défini par ses coordonnées (x_i, t^k) (Fig. III-2).



Figure III-2 : Schéma d'une maille.

III-2 Discrétisation des équations par la méthode des différences finies :

En général, on ne peut résoudre le système fortement couplé, constitué des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann et de l'équation de Poisson d'une manière simple et directe. Le problème est donc, d'approcher aussi près que nécessaire les valeurs exactes de la solution. Cette étape consiste à remplacer l'expression analytique de chaque équation par l'ensemble de relation aux différences finies, faisant intervenir les valeurs des inconnues aux nœuds considérés.

La Fig. III-3 montre un exemple schématique du maillage utilisé pour la résolution des équations fluides de manière implicite. Les quantités scalaires, comme les densités de particules et le potentiel électrique sont définies au point de la grille (i, k) du maillage alors que les quantités vectorielles comme le flux dans l'équation du transfert de quantité de mouvement et le champ électrique sont déterminées au point milieu entre deux nœuds successifs (i-1, k) et (i, k) ou entre (i, k) et (i+1, k) [125]. Pour la densité et le potentiel notés respectivement n_i^k et V_i^k . Les flux des particules et le champ électrique respectivement $\Gamma_{i-1/2}^k$ ou $\Gamma_{i+1/2}^k$, $E_{i+1/2}^k$ comme illustré sur la Fig. III-3.



Figure III-3 : Maillage utilisé dans le modèle numérique. Les variables scalaires sont définies sur les carrés noirs, les composantes en x des vecteurs sont définies sur les cercles gris.
Les équations de continuité pour les particules chargées, ont des formes générales similaires que l'on peut généraliser par l'expression suivante :

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma(x,t)}{\partial x} = S(x,t)$$
(III-19)

Avec :

$$\Gamma = sn\mu E - \frac{\partial nD}{\partial x} \tag{III-20}$$

Le premier terme à gauche de l'Eq. III-19 peut être discrétisé par la méthode des différences finies avec un schéma d'Euler implicite du premier ordre entre les instants t^k et t^{k+1} comme suit :

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = \frac{n_i^{k+1} - n_i^k}{t^{k+1} - t^k} = \frac{n_i^{k+1} - n_i^k}{\Delta t}$$
(III-21)

La forme discrète du terme source S(x,t) au point x_i à l'instant t^k est : S_i^k .

L'équation de continuité aura une forme discrétisée générale par la méthode des différences finies avec un schéma implicite en géométrie monodimensionnelle (1D) exprimée par :

$$\frac{n_i^{k+1} - n_i^k}{\Delta t} + \frac{\Gamma_{i+1/2}^{k+1} - \Gamma_{i-1/2}^{k+1}}{\Delta x} = S_i^k$$
(III-22)

Les équations des flux $\Gamma_{i+1/2}$ et $\Gamma_{i-1/2}$, sont discrétisées suivant le schéma exponentiel de Scharfetter et Gummel :

III-2.1 Discrétisation des équations des flux :

III-2.1.1 Schéma exponentiel de Scharfetter et Gummel :

D.L.Scharfetter et H.K. Gummel ont créé une représentation exponentielle de flux donnant une plus grande stabilité aux calculs du flux des particules chargées. Cette technique a été développée dans le cadre de la modélisation des semi-conducteurs. Elle a été utilisée ensuite, pour la simulation des décharges électriques **[126]**. Son principal avantage est lié à sa stabilité pouvant rendre compte de façon continue de la situation des flux de particules chargées, où le terme de dérive ou le terme de diffusion soit dominant. Elle permet d'offrir une flexibilité de traitement des équations.

Le principe du schéma de Scharfetter et Gummel est basé sur la création d'un maillage constitué de nœuds élémentaires comme il est indiqué sur la Fig. III-4.

Nous notons : i-1/2 le milieu de la cellule comprise entre deux nœuds consécutifs (i-1 et i) et i+1/2 entre les nœuds (i et i+1).

Le champ électrique $E_{i+1/2}$ au point milieu i+1/2 est la moyenne des deux champs E_i et E_{i+1} . Dans le quel nous supposons que le flux $\Gamma_{i+1/2}$, le champ $E_{i+1/2}$ et le coefficient de diffusion $D_{i+1/2}$ sont constants entre deux nœuds consécutifs (i et i+1).



Figure III-4 : Présentation du maillage élémentaire sur l'axe de propagation Ox.

Sur l'intervalle considéré ci-dessus, l'Eq. III-20 peut s'écrire :

$$\Gamma = sn\mu D \frac{E}{D} - \frac{\partial nD}{\partial x}$$
(III-23)

Avec s=1 pour les particules de charge positive et s=-1 pour les particules de charge négative. Si on pose y=nD, Γ peut s'écrire sous la forme suivante [127]:

$$\Gamma = y \, \frac{s\mu E}{D} - \frac{\partial y}{\partial x} \tag{III-24}$$

L'Eq. III-24 est une équation différentielle du premier degré dont la solution générale est la somme d'une intégrale particulière de l'équation et de l'intégrale générale de l'équation homogène associée. La solution est de la forme :

$$y = y_0 \exp\left(\frac{s\mu_{i+1/2}E_{i+1/2}}{D_{i+1/2}}x\right) + \frac{D_{i+1/2}}{s\mu_{i+1/2}E_{i+1/2}}.\Gamma_{i+1/2}$$
(III-25)

 y_0 étant une constante à déterminer. On écrit l'expression de $\Gamma_{i+1/2}$ en fonction de y_i et y_{i+1} :

Au point x_i , $y = y_i$, on déduit l'expression de la constante y_0 de l'Eq. III-25 :

$$y_{0} = \left[y_{i} - \frac{D_{i+1/2}}{s\mu_{i+1/2}E_{i+1/2}} \Gamma_{i+1/2} \right] \exp\left(-\frac{s\mu_{i+1/2}E_{i+1/2}}{D_{i+1/2}}x_{i}\right)$$
(III-26)

L'expression de y devient :

$$y = \left[y_i - \frac{D_{i+1/2}}{s\mu_{i+1/2}E_{i+1/2}} \Gamma_{i+1/2} \right] \exp\left(\frac{s\mu_{i+1/2}E_{i+1/2}}{D_{i+1/2}}(x-x_i)\right) + \frac{D_{i+1/2}}{s\mu_{i+1/2}E_{i+1/2}} \Gamma_{i+1/2}$$
(III-27)

Au point x_{i+1} , $y = y_{i+1}$, d'où :

$$y_{i+1} = y_i \exp\left(\frac{s\mu_{i+1/2}E_{i+1/2}}{D_{i+1/2}}(x_{i+1} - x_i)\right) + \frac{D_{i+1/2}}{s\mu_{i+1/2}E_{i+1/2}}\Gamma_{i+1/2}\left[1 - \exp\left(\frac{s\mu_{i+1/2}E_{i+1/2}}{D_{i+1/2}}(x_{i+1} - x_i)\right)\right]$$
(III-28)

Finalement, $\Gamma_{i+1/2}$ s'écrit :

$$\Gamma_{i+1/2} = \frac{y_{i+1} - y_i \exp\left(\frac{s\mu_{i+1/2}E_{i+1/2}}{D_{i+1/2}}\Delta x_{+}\right)}{\frac{D_{i+1/2}}{s\mu_{i+1/2}E_{i+1/2}}\left[1 - \exp\left(\frac{s\mu_{i+1/2}E_{i+1/2}}{D_{i+1/2}}\Delta x_{+}\right)\right]}$$
(III-29)

Avec $\Delta x_{+} = x_{i+1} - x_i$:

On peut déduire de la même manière, l'expression de $\Gamma_{i-1/2}$ en fonction de y_i et y_{i-1} :

$$\Gamma_{i-1/2} = \frac{y_i - y_{i-1} \exp\left(\frac{s\mu_{i-1/2}E_{i-1/2}}{D_{i-1/2}}\Delta x_{-}\right)}{\frac{D_{i-1/2}}{s\mu_{i-1/2}E_{i-1/2}}\left[1 - \exp\left(\frac{s\mu_{i-1/2}E_{i-1/2}}{D_{i-1/2}}\Delta x_{-}\right)\right]}$$
(III-30)

Avec $\Delta x_{-} = x_{i} - x_{i-1}$:

Sachant que :
$$\begin{cases} y_i = n_i . D_i \\ y_{i+1} = n_{i+1} . D_{i+1} \\ y_{i-1} = n_{i-1} . D_{i-1} \end{cases}$$

Enfin, on obtient la représentation des équations des flux par le schéma exponentiel de Scharfetter et Gummel, en remplaçant y_{i-1} , y_i *et* y_{i+1} par leurs expressions et en introduisant les termes Z_1 et Z_2 :

$$\Gamma_{i+1/2}^{k+1} = \frac{1}{\Delta x} \Big[n_i^{k+1} . D_i^k \exp(Z_1) - n_{i+1}^{k+1} . D_{i+1}^k \Big] \frac{Z_1}{\exp(Z_1 - 1)}$$
(III-31)

On peut de la même manière déduire l'expression de $\Gamma_{i-1/2}$:

$$\Gamma_{i-1/2}^{k+1} = \frac{1}{\Delta x} \Big[n_{i-1}^{k+1} \cdot D_{i-1}^{k} \exp(Z_2) - n_i^{k+1} \cdot D_i^{k} \Big] \frac{Z_2}{\exp(Z_2 - 1)}$$
(III-32)

Les termes Z_1 et Z_2 sont définis par :

$$Z_{1}^{k+1} = -s \frac{\mu_{i+1/2}^{k}}{D_{i+1/2}^{k}} (V_{i+1}^{k} - V_{i}^{k})$$
(III-33)

Et

$$Z_{2}^{k+1} = -s \frac{\mu_{i-1/2}^{k}}{D_{i-1/2}^{k}} (V_{i}^{k} - V_{i-1}^{k})$$
(III-34)

Pour rendre les équations dans une forme plus maniable, on définit les fonctions $F_1(Z)$ et $F_2(Z)$ [128] tel que :

$$F_1(Z) = \frac{Z \exp(Z)}{\exp(Z) - 1}$$
 et $F_2(Z) = \frac{Z}{\exp(Z) - 1}$

Après substitution et l'insertion des nouvelles fonctions $F_1(Z)$ et $F_2(Z)$, les Eqs. III-31 et III-32 seront redéfinies par :

$$\Gamma_{i+1/2}^{k+1} = \frac{n_i^{k+1} \cdot D_i^k \cdot F_1 \left[Z_1^{k+1} \right] - n_{i+1}^{k+1} \cdot D_{i+1}^k \cdot F_2 \left[Z_1^{k+1} \right]}{\Delta x}$$
(III-35)

Et

$$\Gamma_{i-1/2}^{k+1} = \frac{n_{i-1}^{k+1} \cdot D_{i-1}^{k} \cdot F_1 \left[Z_2^{k+1} \right] - n_i^{k+1} \cdot D_i^{k} \cdot F_2 \left[Z_2^{k+1} \right]}{\Delta x}$$
(III-36)

Les Eqs. III-35 et III-36 seront employées pour tous les flux dans le domaine excepté le flux de frontière.

La figure ci-dessous, présente la limite de la variation des fonctions $F_1(Z)$ et $F_2(Z)$:

Cette figure, montre que $F_1(Z)$ et $F_2(Z)$ sont symétriques par rapport à l'axe des ordonnées.



Figure III-5 : Présentation de F_1 et F_2 en fonction de Z.

Si on remplace $(V_{i+1}^k - V_i^k)$ par $-E_{i+1/2}^k \Delta x$, nous pouvons rapporter Z directement à E comme :

$$Z_{1}^{k+1} = s \frac{\mu_{i+1/2}^{k}}{D_{i+1/2}^{k}} E_{i+1/2}^{k} \Delta \mathbf{x}$$
(III-37)

Dans le cas où le flux de diffusion est dominant, la contribution de champ est essentiellement nulle. D'après l'Eq. III-37, ceci signifie que Z sera approximativement nul. Dans ce cas, la valeur limite de F sera :

$$Z_1 \approx 0 \longrightarrow \left(F_1 [Z_1] \approx F_2 [Z_1] \approx 1 \right)$$

Maintenant l'équation de flux devient :

$$\Gamma_{i+1/2}^{k+1} = \frac{1}{\Delta x} \left(n_i^{k+1} . D_i^k - n_{i+1}^{k+1} . D_{i+1}^k \right)$$
(III-38)

Supposant un coefficient de diffusion constant dans l'espace entre deux points de grille. L'Eq. III-38 devient :

$$\Gamma_{i+1/2}^{k+1} = -D\left(\frac{n_{i+1}^{k+1} - n_i^{k+1}}{\Delta x}\right)$$
(III-39)

La limite de dérive du flux de Scharfetter-Gummel peut être déterminée de la même manière. Dans cette limite, le champ électrique serait, soit une grande valeur négative, soit une grande valeur positive. La valeur de Z devient aussi significativement supérieure ou inférieure à 1. Dans ce régime, l'une des limites de F tend vers zéro [**129**] :

$$E \gg \frac{D_{i+1/2}}{\mu_{i+1/2}} \rightarrow Z_1 \gg 1 \rightarrow \begin{pmatrix} F_1[Z_1] \rightarrow Z_1 \\ F_2[Z_1] \rightarrow 0 \end{pmatrix}$$
$$E \ll \frac{D_{i+1/2}}{\mu_{i+1/2}} \rightarrow Z_1 \ll 1 \rightarrow \begin{pmatrix} F_1[Z_1] \rightarrow 0 \\ F_2[Z_1] \rightarrow |Z_1| \end{pmatrix}$$

Ou

D'une manière générale, pour $Z_1 < 10^{-4}$, la partie de diffusion du flux est dominante et pour $Z_1 > 10^2$, la partie de dérive du flux est dominante **[130]**.

On remplace les expressions des flux dans l'Eq. III-22, on obtient :

$$\frac{n_{i}^{k+1} - n_{i}^{k}}{\Delta t} + \frac{\frac{1}{\Delta x} \left(n_{i}^{k+1} \cdot D_{i}^{k} F_{1} \left[Z_{1}^{k+1} \right] - n_{i+1}^{k+1} \cdot D_{i+1}^{k} F_{2} \left[Z_{1}^{k+1} \right] \right)}{\Delta x} - \frac{\frac{1}{\Delta x} \left(n_{i-1}^{k+1} \cdot D_{i-1}^{k} F_{1} \left[Z_{2}^{k+1} \right] - n_{i}^{k+1} \cdot D_{i}^{k} F_{2} \left[Z_{2}^{k+1} \right] \right)}{\Delta x} = S_{i}^{k}$$
(III-40)

En multipliant l'Eq (III-40) par $\Delta t.(\Delta x^2)$. L'expression finale discrétisée de l'équation de continuité sera :

$$n_{i-1}^{k+1} \left(-\Delta t.D_{i-1}^{k}F_{1}\left[Z_{2}^{k+1}\right] \right) + n_{i}^{k+1} \left(\Delta x^{2} + \Delta t.D_{i}^{k}F_{1}\left[Z_{1}^{k+1}\right] + \Delta t.D_{i}^{k}F_{2}\left[Z_{2}^{k+1}\right] \right) + n_{i+1}^{k+1} \left(-\Delta t.D_{i+1}^{k}F_{2}\left[Z_{1}^{k+1}\right] \right) = n_{i}^{k}.\Delta x^{2} + S_{i}^{k}$$
(III-41)

Pour obtenir l'équation de continuité discrétisée des électrons ou des ions, il suffit de remplacer n par n_e ou n_p , D par D_e ou D_p et S par S_e ou S_p dans l'expression ci-dessus. L'expression (III-41) montre que la densité n_i connue à l'instant k est fonction de n_{i-1}^{k+1} , n_i^{k+1} et n_{i+1}^{k+1} inconnues à l'instant k+1. Ce système d'équation implicite est de la forme suivante :

$$A_{1} . n_{i-1}^{k+1} + B_{1} . n_{i}^{k+1} + C_{1} . n_{i+1}^{k+1} = d_{1}^{k}$$
(III-42)

Avec: $d_1^k = n_i^k \Delta x^2 + S_i^k$

Les coefficients A_1 , B_1 et C_1 dans l'Eq. III-42 sont fonction de $F_1[Z]$, de $F_2[Z]$, du coefficient de diffusion, de Δx^2 et de Δt , dont leurs expressions sont :

$$\begin{cases} A_{1} = -\Delta t.D_{i-1}^{k}F_{1}\left[Z_{2}^{k+1}\right] \\ B_{1} = \Delta x^{2} + \Delta t.D_{i}^{k}F_{1}\left[Z_{1}^{k+1}\right] + \Delta t.D_{i}^{k}F_{2}\left[Z_{2}^{k+1}\right] \\ C_{1} = -\Delta t.D_{i+1}^{k}F_{2}\left[Z_{1}^{k+1}\right] \end{cases}$$
(III-43)

L'Eq. III-42 forme un système linéaire dont la matrice est tri-diagonale qui peut être résolue par l'algorithme de Thomas **[131]**.

III-2.2 Discrétisation de l'équation de continuité pour les particules excitées :

L'équation cinétique pour les particules excitées est :

$$\frac{\partial n_m(x,t)}{\partial t} - D_m \frac{\partial^2 n_m(x,t)}{\partial x^2} = S_m(x,t)$$
(III-44)

Avec :

$$\Gamma_m(x,t) = -D_m \frac{\partial n_m(x,t)}{\partial x}$$
(III-45)

Contrairement au cas des particules chargées, l'absence du terme de dérive dans l'équation du flux des particules excitées, rend sa discrétisation plus aisée. On fait discrétiser le premier terme de l'Eq. III-44 par la méthode des différences finies avec un schéma d'Euler implicite du premier ordre entre les instants t^k et t^{k+1} :

$$\frac{\partial n_m(x,t)}{\partial t} \Rightarrow \frac{n_{m\,i}^{\,k+1} - n_{m\,i}^{\,k}}{t^{\,k+1} - t^k} = \frac{n_{m\,i}^{\,k+1}}{\Delta t} - \frac{n_{m\,i}^{\,k}}{\Delta t} \tag{III-46}$$

Le second terme est discrétisé en utilisant le schéma centré de la méthode des différences finies :

$$-D_{m}\frac{\partial^{2}n_{m}(x,t)}{\partial x^{2}} = -D_{m}\left(\frac{n_{m\ i+1}^{k+1} - 2n_{m\ i}^{k+1} + n_{m\ i-1}^{k+1}}{\Delta x^{2}}\right)$$
(III-47)

La forme discrétisée du terme source $S_m(x,t)$ au point x_i à l'instant t^k est : $S_{m_i}^k$.

On additionne les termes discrétisés de l'Eq. III-44, on obtient :

$$\frac{n_{m\ i}^{k+1}}{\Delta t} - \frac{n_{m\ i}^{k}}{\Delta t} - D_m \left(\frac{n_{m\ i+1}^{k+1} - 2n_{m\ i}^{k+1} + n_{m\ i-1}^{k+1}}{\Delta x^2}\right) = S_{m\ i}^{k}$$
(III-48)

D'où :

$$n_{m\ i-1}^{k+1}\left[-\frac{D_m}{\Delta x^2}\right] + n_{m\ i}^{k+1}\left[\frac{1}{\Delta t} + \frac{2D_m}{\Delta x^2}\right] + n_{m\ i+1}^{k+1}\left[-\frac{D_m}{\Delta x^2}\right] = \frac{n_{m\ i}^k}{\Delta t} + S_{m\ i}^k$$
(III-49)

L'Eq. III-49 est écrite sous la forme :

$$A_{2}.n_{m\ i-1}^{k+1} + B_{2}.n_{m\ i}^{k+1} + C_{2}.n_{m\ i+1}^{k+1} = d_{2}$$
(III-50)

Avec: $d_2 = \frac{n_{m\,i}^k}{\Delta t} + S_{m\,i}^k$

Les coefficients A_2 , B_2 et C_2 dans l'Eq. III-50 sont en fonction du coefficient de diffusion, de Δx et Δt dont leurs expressions sont données par :

$$\begin{cases}
A_2 = -\frac{D_m}{\Delta x^2} \\
B_2 = \frac{1}{\Delta t} + \frac{2D_m}{\Delta x^2} \\
C_2 = -\frac{D_m}{\Delta x^2}
\end{cases}$$
(III-51)

L'Eq. III-50 forme aussi un système linéaire dont la matrice est tri-diagonale qui peut être résolue par l'algorithme de Thomas.

III-2.3 Discrétisation de l'équation de la charge surfacique :

Notons que, les interfaces internes des électrodes, sont des sièges de l'accumulation de la charge surfacique au fur et à mesure que la décharge se développe. La forme discrétisée de l'équation de cette dernière est donnée par :

$$\frac{\sigma_{ds}^{k+1} - \sigma_{ds}^{k}}{\Delta t} = |q| \cdot \left(\left| \sum_{i=1}^{n_{p}} a_{p} \cdot n_{p(sd)}^{k} \cdot w_{p(sd)}^{k} \right| - \left| \sum_{i=1}^{n_{e}} a_{e} \cdot n_{e(sd)}^{k} \cdot w_{e(sd)}^{k} \right| \right)$$
(III-52)

$$\sigma_{ds}^{k+1} = \sigma_{ds}^{k} + |q| \cdot \left(\left| \sum_{i=1}^{n_{p}} a_{p} \cdot n_{p(sd)}^{k} \cdot w_{p(sd)}^{k} \right| - \left| \sum_{i=1}^{n_{e}} a_{e} \cdot n_{e(sd)}^{k} \cdot w_{e(sd)}^{k} \right| \right) \cdot \Delta t$$
(III-53)

Avec : $n_{e(sd)}$, $n_{p(sd)}$, $w_{e(sd)}$ et $w_{p(sd)}$ sont respectivement la densité des électrons, la densité des ions, la vitesse de dérive électronique et la vitesse de dérive ionique à la surface des diélectriques.

III-2.4 Discrétisation de l'équation du courant de décharge :

La discrétisation de l'équation du courant de décharge $I_d(t)$ pour chaque instant dans l'espace inter-électrodes est donnée par l'expression suivante :

$$I_{d}_{i+1/2}^{k+1} = |q| \cdot S \left[\sum_{k=1}^{k=Nk} \sum_{i=1}^{i=Nx} \left(\Gamma_{p}^{k+1} - \Gamma_{e}^{k+1} \right) \Delta x \Delta t \right]$$
(III-54)

$$I_{d \ i-1/2}^{k+1} = |q| \cdot S \left[\sum_{k=1}^{k=Nk} \sum_{i=1}^{i=Nx} \left(\Gamma_{p \ i-1/2}^{k+1} - \Gamma_{e \ i-1/2}^{k+1} \right) \Delta x \ \Delta t \right]$$
(III-55)

Avec : $I_d \stackrel{k}{}_{i+1/2}$ et $I_d \stackrel{k}{}_{i-1/2}$ le courant de décharge à l'instant k+1 au milieu des points (x_{i+1}, x_i) respectivement (x_i, x_{i-1}) .

III-2.5 Discrétisation de l'équation de potentiel et de champ électrique :

Dans ce qui suit, on va discrétiser l'équation de Poisson adaptée à une géométrie cartésienne monodimensionnelle. La discrétisation de l'équation de Poisson est beaucoup plus aisée à effectuer que celle des équations précédentes. L'équation de Poisson relie le champ et le potentiel par la densité nette de charge avec la formule :

$$\varepsilon_r \cdot \frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = -\varepsilon_r \cdot \frac{\partial^2 V(x,t)}{\partial x^2} = -\frac{|q|}{\varepsilon_0} \Big(n^p(x,t) - n^e(x,t) \Big)$$
(III-56)

En utilisant la méthode de différences finies avec un schéma centré, la discrétisation de l'équation du potentiel $\frac{\partial^2 V(x,t)}{\partial x^2}$ pour chaque instant k à un point *i* de l'espace interélectrodes est donnée par rapport aux points *i*-1 et *i*+1, en utilisant la méthode de différence finies centré avec le schéma d'ordre deux de la dérivée seconde de V:

$$\frac{\partial^2 V(x)}{\partial x^2}\Big|_i = \frac{V_{i-1} - 2V_i + V_{i+1}}{\Delta x^2}$$
(III-57)

Par analogie de l'Eq. III-56:

$$\varepsilon_r \left(\frac{V_{i-1} - 2V_i + V_{i+1}}{\Delta x^2} \right) = -\frac{|q|}{\varepsilon_0} \left(n_i^p(x, t) - n_i^e(x, t) \right)$$
(III-58)

$$\left(V_{i-1} - 2.V_i + V_{i+1}\right) = -\frac{|q|}{\varepsilon} \left(n_i^p(x,t) - n_i^e(x,t)\right) \Delta x^2$$
(III-59)

$$\left(V_{i-1} - 2.V_i + V_{i+1}\right) = -\frac{|q|}{\varepsilon} \left(n_i^p(x,t) - n_i^e(x,t)\right) \Delta x^2$$
(III-59)

Avec: $\frac{|q|}{\varepsilon} (n_i^p(x,t) - n_i^e(x,t)) = \frac{\rho}{\varepsilon}$

L'Eq. III-59 devient :

$$V_{i-1} - 2.V_i + V_{i+1} = -\frac{\rho_i}{\varepsilon} \Delta x^2$$
 (III-60)

Lorsque *i* varie de 2 à N-1, on obtient une matrice tri-diagonale qui est de la forme classique suivante :

$$\begin{cases} b_1 V_2 + c_1 V_3 = d_1 \\ a_i V_{i-1} + b_i V_i + c_i V_{i+1} = d_i \\ a_{N-1} V_{N-2} + b_{N-1} V_{N-1} = d_{N-1} \end{cases} \text{ avec } i = 2, 3, \dots, N-1$$
 (III-61)

Avec: $d_i = -\frac{\rho_i}{\varepsilon} \Delta x^2$ de i = 2, 3, ..., N-1

Le système d'équations III-61 forme aussi un système linéaire dont la matrice est tri-diagonale qui peut être résolu par l'algorithme de Thomas.

Les valeurs V_1 et V_N sont connues grâce aux conditions aux limites. Les valeurs d_1 , d_i et d_N sont également connues car les densités de charges sont connues par résolution des équations de transport, le but maintenant est de déterminer les valeurs V_i pour i=2,3,...,N-1. La connaissance de V_i , V_{i+1} ,..., V_{N-1} permet de connaître les valeurs du champ électrique aux points i-1/2, i+1/2 de i=2,3,...,N-1 par :

$$\begin{cases} E_{i+1/2} = -\left(\frac{V_{i+1} - V_i}{\Delta x}\right) \text{ et} \\ E_{i-1/2} = -\left(\frac{V_i - V_{i-1}}{\Delta x}\right). \end{cases}$$
(III-62)

Pour déterminer le champ électrique aux frontières, on utilise le schéma progressif et le schéma régressif de la méthode des différences finies, ceci implique que le champ électrique aux frontières du domaine de simulation est donné comme suit :

$$\begin{cases} E_1 = -\left(\frac{V_1 - V_2}{\Delta x}\right) \text{ et} \\ E_N = -\left(\frac{V_N - V_{N-1}}{\Delta x}\right). \end{cases}$$
(III-63)

Parmi les méthodes de résolution des matrices tri-diagonales, les méthodes directes à double balayage sont les plus efficaces connues sous le nom « algorithme de Thomas », nous allons par la suite détailler le principe de cette technique de résolution.

III-3 Principe de l'algorithme de Thomas :

Cet algorithme est couramment utilisé comme une technique efficace pour la résolution des systèmes d'équations dont la matrice a la forme tri-diagonale. Une fois les équations discrétisées, leur solution peut être réalisée par l'élimination de Gauss connu sous le nom "back-substitution".

L'algorithme de Thomas ou TDMA (Tri Diagonal Matrix Algorithm). L'équation discrétisée peut se mettre sous la forme :

$$a_i T_{i-1} + b_i T_i + c_i T_{i+1} = d_i \tag{III-64}$$

On définit les termes β_i et ζ_i tels que :

$$\beta_i = -\frac{c_i}{a_i \cdot \beta_{i-1} + b_i} \tag{III-65}$$

Avec: $\beta_1 = -\frac{c_1}{b_1}$

$$\zeta_i = \frac{d_i - a_i \zeta_{i-1}}{a_i \cdot \beta_{i-1} + b_i} \tag{III-66}$$

Avec: $\zeta_1 = \frac{d_1}{b_1}$

De sorte que les valeurs des variables dépendantes s'expriment comme suit :

$$\begin{cases} T_{N-1} = \zeta_{N-1} \\ T_i = \zeta_i - \beta_i \ T_{i+1} \end{cases}$$
(III-67)

Le système de l'Eq. III-67, nous permet de calculer aisément de proche en proche les couples (β_i et ζ_i) en faisant un premier balayage pour l'indice *i* variant de 2, à *N*-1. Puis on effectue, un second balayage qui va nous permettre de déterminer les inconnues T_i en commençant par T_{N-1} et en progressant par valeurs décroissantes de l'indice *i* jusqu'à T_2 . On obtient l'inconnue T_i en tout point du domaine de définition [123], [131].

III-4 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons fait un aperçu sur la méthode numérique (MDF) adoptée pour la discrétisation des différentes équations du modèle numérique, le domaine de simulation ainsi que le maillage ont été aussi définit, les équations sont discrétisées par la méthode de différences finies incorporant le schéma de Sharfetter et Gummel dans le traitement spatial du système d'équations et un traitement implicite pour le temps. Nous avons vu que ce schéma est plus adapté au traitement numérique des termes de dérive et de diffusion de flux des particules chargées aux milieux des points de maillage. Pour la résolution de notre système d'équations à matrice tri-diagonale, nous avons opté pour la méthode directe de double balayage, connue sous le nom Algorithme de Thomas, cette dernière offre une efficacité remarquable en termes de simplicité et rapidité des calculs.

Le choix d'un outil numérique optimal, nous a permis de mettre au point un code de calcul performant dans la modélisation des décharges luminescentes à pression atmosphérique. Les résultats seront présentés et interprétés au cours du chapitre suivant.

CHAPITRE IV

RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

Dans ce chapitre, le but est d'identifier et de comprendre les principaux mécanismes responsables de l'établissement d'une décharge en régime luminescent à la pression atmosphérique, nous allons exploiter le modèle numérique dont nous avons détaillé le principe et les conditions au chapitre II. Ce modèle a été développé dans un cas plus réaliste d'une décharge établie dans un mélange Hélium/Azote. Le système des équations provenant du modèle fluide est fortement couplé à l'équation de Poisson.

En utilisant l'approximation du champ local comme hypothèse servant la fermeture du système d'équations où les paramètres de transport dépendent uniquement du champ électrique réduit. Ce système d'équations est linéarisé et intégré dans le temps d'une façon implicite, afin d'éviter les restrictions imposées sur le pas de calcul temporel Δt et d'échapper aux problèmes dus à l'instabilité comme le cas d'un traitement explicite.

Nous allons exposer dans ce chapitre, les résultats issus de notre code numérique. Tout d'abord, il s'agit d'un modèle unidimensionnel, puisque nous supposons que la décharge à modéliser est radialement homogène et que la dimension des électrodes est largement supérieure, comparée à la longueur de l'espace gazeux.

Nous incluons dans le modèle, les diélectriques solides (siège d'accumulation des charges surfaciques qui jouent un rôle primordial dans le développent de la décharge) l'émission secondaire à la cathode sous l'impact des ions positifs et bien sûr, les différentes

espèces de particules que nous estimons utiles au bon développement de la décharge. Dans le cas d'une mixture He/N₂, nous considérons les électrons, les ions atomiques de l'hélium (He⁺), les ions moléculaires de l'hélium (He₂⁺), les ions moléculaires de l'azote (N₂⁺) et le premier niveaux métastable He(2^{3} S). Les réactions pris en compte sont celles résumées sur les Tabs. II-1 et II-2 dans le chapitres II. Les données concernant les paramètres de transport et les taux de réactions (termes sources), le transport des particules chargées et la cinétique des espèces excitées ont successivement été exposées au chapitres II. Par contre nous ne prenons pas en compte ce qui est relatif à la chimie de surface, que ce soit le dépôt ou les polluons présents dans le gaz pouvant résulter de sa gravure.

Dans ces conditions, et également dans le but de valider notre code numérique, nous allons au cours de ce chapitre, confronter nos résultats avec ceux des études effectuées dans un mélange hélium/azote par l'équipe de F. Massines au Laboratoire de Génie Électrique à Toulouse (LGET) [51].

Avant de commencer les calculs, notre code numérique a besoin naturellement de définir les conditions de simulation, tels que la valeur et la nature de la tension appliquée, la fréquence d'excitation, la distance inter-électrodes, l'épaisseur des diélectriques solides, le taux d'impureté dans le gaz, la température du gaz ...etc.

Ces conditions de simulations ne suffissent pas à eux seules pour le bon déroulement de notre programme, il va falloir, introduire les conditions initiales et les conditions aux limites pour les flux des particules. L'introduction d'une densité initiale appropriée pour les particules chargées et excités, ainsi que pour la charge surfacique est un facteur important dans l'évolution de la DBD. Après avoir introduit toutes ces conditions, la première étape consiste à calculer les distributions du potentiel et du champ électrique à l'instant t_k . Cette étape est très importante, car on sait que les équations de transport de notre modèle étant fortement couplées à l'équation de Poisson, par conséquence toute erreur de calcul commise sur le potentiel et le champ électrique se répand rapidement sur le développement de la décharge. Ces erreurs de calcul n'arrêtent pas de s'amplifier à chaque pas d'intégration sur le temps. Directement après cette étape, on détermine les distributions spatiotemporelles à l'instant précédent des densités de particules chargées.

Notre objectif est d'effectuer une modélisation numérique de la décharge en mode luminescent à la pression atmosphérique. En considérant une tension alternative sinusoïdale pour alimenter la décharge en configuration décharge à barrière diélectrique (DBD) à une pression de référence du gaz constante (760 torr). La densité des neutres pour le gaz de l'Hélium est calculée par l'équation d'état, $p = nk_BT$, alors que la température du gaz est considérée à la température ambiante. Dans cette simulation, nous considérons un plasma initialement neutre avec une densité des électrons et des ions égaux dans le gaz monoatomique Hélium + quelques dizaines de ppm de N₂.

IV-1 Données de base :

Le pas de calcul temporel est pris égal à 10^{-9} s. Cette valeur du pas Δt , est inférieure à la valeur minimale du temps de relaxation de Maxwell et satisfait la condition du courant de Friedrick-Levy. Le nombre de points de discrétisation nx fixé à 200 points.

Pour calculer la valeur des capacités de gaz et des diélectriques solides, on utilise la formule suivante :

La valeur de la capacitance du gaz est déterminée par la relation: $C_{gaz} = \varepsilon_0 \cdot \frac{S}{d_g}$, on suppose que

la permittivité du gaz plasmagène est égale à la permittivité du vide ε_0

Pour les deux diélectriques solides de même type de matériau et même épaisseur e_d on a :

$$C_{ds1} = C_{ds2} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot \frac{S}{e_d}$$

Avec : ε_r et S sont respectivement la permittivité relative du matériau diélectrique et la surface des électrodes.

La capacité équivalente des diélectriques est calculé par :

$$\frac{1}{C_{ds}} = \frac{1}{C_{ds1}} + \frac{1}{C_{ds2}} \Longrightarrow C_{ds} = \frac{C_{ds1}}{2} \quad lorsque \ (C_{ds1} = C_{ds2})$$

Le tableau ci-dessous résume les données de base nécessaires à notre code de calcul :

Paramètre	Symbole	Valeur
Pression du gaz	P _{gaz}	760 Torr
Température du gaz	T _{gaz}	300 K°
Densité du gaz	n _{He}	$2,45 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
Densité de l'impureté	nN ₂	$2,45 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
Distance inter-électrodes	d _g	0,5 cm
Amplitude de la tension appliquée	V _M	1,8 kV
Fréquence d'excitation	f	10 kHz
Épaisseur du diélectrique solide	e _d	0,1 cm
Capacité du gaz	C _{gaz}	2,22 pF
Capacité équivalente des diélectriques	C _{ds}	50,04 pF
Surface des électrodes	S	$12,56 \text{ cm}^2$
Permittivité relative du diélectrique	ε _r	9
Permittivité du vide	ε ₀	$8,85 \times 10^{-14} \text{ F.cm}^{-1}$
Charge élémentaire	q	$1,602 \times 10^{-19}$ C
Coefficient d'émission secondaire	γ	0,01
Pas de calcul spatial	Δx	$2,5 \times 10^{-3} \mathrm{cm}$
Pas de calcul temporel	Δt	10 ⁻⁹ s

Tableau IV-1 : Données de base pour la simulation numérique de la décharge.

Sous conditions du Tab. IV-1, nous allons présenter l'évolution spatiale et temporelle des différents paramètres et caractéristiques électriques de la décharge tout en effectuant un test de validation des résultats obtenus à partir de cette modélisation.

En effet, la majeure partie de notre étude a consisté à mettre en évidence le régime de la décharge luminescente et à montrer son existence à la pression atmosphérique, en analysant et discutant les résultats obtenus.

IV-2 Validation des résultats :

La fiabilité des résultats obtenus peut être vérifiée avec un certain nombre de méthodes telles que la comparaison avec des travaux expérimentaux et de modélisation, l'analyse du phénomène physique dans différentes conditions...etc. Ici, l'évolution temporelle des différentes tensions et le courant caractérisant la décharge ainsi que, la distribution spatiale des densités des particules chargées et le champ électrique sont explorés en présence d'un taux d'impureté de 100 ppm d'azote et comparées avec les travaux de l'équipe de F. Massines au LGET [51].

Dans des conditions similaires à [51], ont été pris en considération dans cette confrontation en ce qui concerne : la largeur de l'espace inter-électrodes, la fréquence d'excitation, le taux d'impureté et la densité initiale des espèces chargées.

Dans nos calculs, l'amplitude de la tension appliquée est 1,8 kV, qu'est légèrement supérieur à la valeur utilisée dans [51]. En l'absence de certaines données dans la littérature [51] en ce qui concerne, la densité initiale des métastables et la permittivité relative du matériau diélectrique. Les résultats du calcul des caractéristiques électriques de la décharge pour notre code numérique sont comparés aux travaux de modélisation numérique du groupe de F. Massines, comme il est montré sur les Figs. IV-1-a et IV-1-b :



Figure IV-1-a : Caractéristiques électriques de la décharge pour les résultats de notre modèle.



Figure IV-1-b : Caractéristiques électriques de la décharge pour les résultats de F. Massines.

La tension du gaz, la tension du diélectrique (tension mémoire) et le courant de décharge présentent des formes d'onde proche à celles observées dans [51] avec un schéma typique du courant de décharge chaque demi-période de la tension appliquée. Le pic positif et négatif du courant de décharge pour nos calculs, sont respectivement 77,4 et -75,1 mA, légèrement inférieurs aux pics de courant calculé dans [51] comme le montre la Fig. IV-1-a, cela peut être dû à l'utilisation du plus grand coefficient d'ionisation de mélange Hélium/Argon dans [51]. Sans la prise en considération du circuit électrique d'alimentation, la valeur maximale de la tension gaz pour nos calculs atteint 2,12 kV, nettement supérieur à celle calculée par [51] ceci est dû au fait que nous avons appliqué une tension d'amplitude de 1,8 kV qui est supérieur à l'amplitude de la tension utilisé pour [51]. Par ailleurs, ces auteurs n'ont pas précisé dans leur article les valeurs de l'épaisseur et de la permittivité des diélectriques solides, sachant que toute différence même si elle est légère dans les deux expériences, entraînera à des résultats différents au moins en terme quantitatif.

Nous avons également comparé les résultats de notre modèle concernant, la variation spatiale de la densité de particules chargées et le champ électrique avec les résultats de la référence [51], comme montrés aux Figs. IV-2-a et IV-2-b :



Figure IV-2-a : Variation spatiale du champ électrique et de la densité de charges pour les résultats de notre modèle.



Figure IV-2-b : Variation spatiale du champ électrique et de la densité de charges pour les résultats de F. Massines.

La comparaison confirme que, nos résultats sont très similaires à ceux obtenus par **[51]**. Avec l'apparition de toutes les régions qui sont habituellement observées dans la décharge luminescente à la pression atmosphérique dans la Fig. IV-2-a exactement comme ceux de la Fig. IV-2-b. Concernant la répartition de densité d'électrons et d'ions et la variation du champ électrique, il est observé du point de vue qualitatif, un degré de ressemblance assez proche de nos résultats à ceux de la Fig. IV-2-b à l'exception d'une légère différence quantitative.

Sur la base des résultats publiés dans la littérature **[51]**, qui sont classés parmi les références les plus fiables dans diverses revues scientifiques internationalement reconnues. Nous pouvons confirmer l'authenticité et la fiabilité des résultats de notre code numérique.

IV-3 Présentation des résultats :

IV-3.1 Caractéristiques électriques de la décharge :

Nous allons décrire les résultats issus de notre modèle, nous commençons par présenter les caractéristiques électriques de la décharge, qui sont :

La tension appliquée à l'ensemble diélectriques solides-gaz, le courant de décharge, la tension gaz, la tension diélectrique (tension mémoire) et la densité charge surfacique déposée sur l'interface interne diélectrique/gaz. Les expressions qui permettent de calculer ces grandeurs sont déjà détaillées à la fin du chapitre II. Dans les conditions du Tab. IV-1 plus haut, nous exposons ci-dessous les résultats obtenus.

Les calculs effectués dans ce cas, ont abouti à l'état stationnaire de la décharge dès la troisième période de la tension appliquée, traduit par un régime stable. La notion de stabilité de la décharge est ainsi définie par, la reproductibilité de la forme et l'amplitude des impulsions de son courant et par leur périodicité.

IV-3.1.1 Courant de décharge :

L'évolution temporelle du courant de décharge durant la troisième période de la tension appliquée est représentée sur la Fig. IV-3 :



Figure IV-3 : Variation temporelle du courant de décharge durant une période de la tension appliquée.

Le courant apparait sous la forme d'un seul pic à chaque demi-période et met en évidence l'aspect impulsionnel de la décharge couramment observé dans la décharge luminescente à la pression atmosphérique.

Le courant de décharge augmente brusquement de 0 mA jusqu'à ce qu'il atteigne son maximum de 77,4 mA à 210,6 μ s, c.à.d. 10,6 μ s après le début de l'alternance positive de la tension appliquée, la durée de l'impulsion positive du courant est de l'ordre de 4 μ s. L'impulsion négative du courant atteint -75,2 mA au bout de 2,1 μ s après le début de l'alternance négative de la tension appliquée, sa forme et sa durée sont presque les mêmes que celles de l'impulsion positive du courant de décharge, ces durées représentent généralement la durée de la décharge d'une alternance à l'autre de la tension appliquée. Un petit pic de courant (≈ 03 mA) est également observé dans la Fig. IV-3 pour chaque demi-période lorsque le signe de la tension gaz change, ceci représente, le pic de « courant résiduel ». Celui-ci est produit lorsque les électrons piégés dans la colonne positive commencent à se déplacer rapidement pendant l'inversion de polarité du champ électrique.

Notant que durant une période de la tension appliquée, l'apparition de la première décharge qui correspond au pic positif du courant est plus lente que l'apparition de la deuxième décharge qui correspond au pic négatif du courant. Le décalage temporel relatif entre ces deux décharges successives de la même période est environ 8,5 μ s. Dans cette situation, la tension de gaz n'est pas très grande devant la tension de claquage et le temps de retard au claquage peut être important, ce qui explique le démarrage très tardif de la première décharge. La seconde décharge est beaucoup plus rapide et se produit à une valeur de 73% de la tension de claquage.

Ce comportement du courant de décharge montre qu'il n'y a qu'un seul claquage par demi-cycle de la tension appliquée, c'est la caractéristique spécifique de la décharge luminescente à la pression atmosphérique (DLPA).



IV-3.1.2 Tensions caractérisant la décharge :

Figure IV-4 : Variation temporelle des tensions caractérisant la décharge durant une période.

La variation pour une période de différentes tensions caractérisant la décharge est présentée sur la Fig. IV-4 :

La valeur de la tension gaz passe de 1,36 kV au début de la première alternance de la tension appliquée à 2,12 kV pour t \approx 208 µs, ce qui correspond à l'instant de la rupture du gaz et juste 2,6 µs avant l'apparition du premier pic du courant de décharge. Une valeur de 2,12 kV de la tension aux bornes du gaz est suffisante pour maintenir le claquage du gaz et par conséquent l'amorçage de la première décharge. Dans cet intervalle du temps, l'accumulation de charges sur les faces internes des diélectriques engendrent une tension mémoire inverse donnée par la formule suivante :

$$V_m(t) = \frac{1}{C_{ds}} \int_{t_0}^t I_d(t) dt + V_m(t_0), \text{ avec } C_{ds} \text{ est la capacité équivalente des dielectriques solides.}$$

 V_m augmente brusquement de la valeur -1,36 kV au début de la première alternance pour atteindre une valeur de +1,53 kV provoquant une chute brutale de la valeur de V_{gaz} selon la relation : $V_{gaz} = V_{app} - V_m$. Ceci incite l'extinction de la décharge.

Au début de l'alternance négative suivante, la tension appliquée change de signe et la tension mémoire ayant une valeur positive lui sera rajoutée augmentant ainsi la tension gaz. Cette dernière croît de nouveau ce qui entraîne à un deuxième claquage du gaz pour une valeur de -1,55 kV et donc l'amorçage de la deuxième décharge associée à l'alternance négative de la tension appliquée et ainsi de suite pour les cycles suivants.

Nous avons constaté que la valeur maximale de la tension du gaz qui peut atteindre pour l'alternance positive est relativement supérieure à celle de l'alternance négative. Ceci est expliqué par le fait que les électrons produits en nombre élevé sous l'effet d'ionisation Penning à un faible champ électrique entre deux décharges successives, contribuent également à accroître le nombre d'avalanches électroniques et faire baisser la tension d'amorçage de la décharge suivante.

En effet, pour chaque demi-cycle de la tension appliquée, l'accumulation des charges provoque l'apparition de la tension mémoire opposée à la tension gaz, qui à son tour réduit la valeur de V_{gaz} et provoque l'extinction de la décharge à chaque demi période, ce processus permet d'empêcher l'évolution de la décharge vers la phase de l'arc électrique, ceci permet de générer un plasma non thermique à la pression atmosphérique qui peut être exploité dans une multitude d'applications industrielles.

IV-3.1.3 Évolution temporelle de la densité de charge à la surface des diélectriques :

La densité de charge par unité de surface sur les diélectriques solides nous semble utile d'être présentées et analysées de façon plus détaillée afin de mettre en évidence son effet sur l'évolution de la décharge. Les deux diélectriques solides sont assimilés par deux condensateurs en série dans lesquels, les armatures de chaque condensateur sont la couche de métallisation d'un côté et la face interne du diélectrique solide (chargé par la décharge) de l'autre côté. Lors de l'évolution de la décharge, le flux de particules chargées (électrons négatifs et ions positifs) sur les interfaces internes diélectrique-gaz forme une charge surfacique qui s'accumule sur chaque côté et joue un rôle dans la détermination de la cathode et de l'anode dans la décharge. Sa variation temporelle présentée par la formule suivante :

 $\frac{\partial \sigma_{ds}(t)}{\partial t} = |q| \cdot \left(\Gamma_p(s_d, t) - \Gamma_e(s_d, t) \right) : \text{Avec } \Gamma_p(s_d, t) \text{ et } \Gamma_e(s_d, t) \text{ sont respectivement, les flux}$

ionique et électronique à la surface diélectrique et q est la charge élémentaire.

Durant une période de la tension appliquée, l'évolution temporelle des densités charges surfaciques, est représentée sur la Fig. IV-5 :



Figure IV-5 : Évolution temporelle des densités charges surfaciques durant une période.

Il est clair que la variation temporelle de la charge surfacique est analogue à celle de la tension mémoire (Fig. IV-4), le rapport entre ces deux variables est égal à la capacité du diélectrique solide C_{ds}. La forme d'onde de σ_{ds1} et σ_{ds2} (σ_{ds1} : charge surfacique sur l'électrode gauche. σ_{ds2} : charge surfacique sur l'électrode droite) ont les même profils à l'exception d'une différence de phase égale à π . La densité de charge surfacique diminue et devient négative lorsque le diélectrique considéré est l'anode (charge due au flux d'électrons). Puis elle recommence à croître et devient positive lorsque le diélectrique considéré devient la cathode (charge due au flux d'ions positifs).

Afin d'analyser le processus d'évolution de la charge des surfaces diélectriques et son influence sur le développement de la décharge, nous avons représenté sur la Fig. IV-6, la variation temporelle de la densité de charge ainsi que la variation du courant de décharge juste à la cathode. Par conséquent, il suffit d'examiner leurs évolutions pour une seule période de la tension appliquée.



Figure IV-6 : Évolution temporelle des densités charges surfaciques et le courant de décharge à la cathode durant une période.

La densité de charges surfacique présente une succession de régimes rapides et lents correspondants aux différentes étapes du courant de décharge. La variation temporelle de σ_{ds1} et σ_{ds2} peut être divisée en 5 phases, de A à E comme le montre la Fig. IV-6. Les caractéristiques dans chaque phase sont expliquées comme suit :

- la phase A (de 200 à 208 μ s): Un flux des particules chargées à la cathode est globalement positif, correspond à une σ_{ds1} positive et un flux globalement négatif à l'anode, correspond à une σ_{ds2} négative. Dans cette phase, la cathode est instantanément située dans le côté gauche tandis que l'anode est sur le côté droit. les électrons au voisinage de la barrière commencent à se déplacer vers le volume de la décharge et en raison de la polarité du champ électrique, ils s'accumulent encore sur la barrière. Dans cette étape, la densité de charge ne varie pas avec le temps et le courant de décharge est nul, ce régime correspond à la phase qui précède le claquage du gaz.
- la phase B (208 à 227 µs): lors du passage par zéro (0) des densités charges en changeant de signes, une première impulsion du courant apparait brusquement vers un maximum de 78 mA. C'est la phase du premier claquage du gaz et la naissance de la première décharge pour l'alternance positif de la tension appliquée. Dans cette phase, la polarité est inversée, où la cathode devient dans le côté droit et l'anode sur le côté gauche.

- la phase C (227 à 251 μ s): cette étape coïncide avec le régime entre deux décharges successives, la densité de charge reste constante suivant le temps et le courant est nul.
- la phase D (251 à 278 μs): une deuxième croissance (ou décroissance) rapide et le passage par zéro(0) de des densités charges. Ceci étant le régime de l'impulsion négative du courant ou la phase de la deuxième décharge successive. Dans cette étape la polarité change de signe vu que les flux arrivant à la cathode et à l'anode sont inversés c.-à-d., la cathode instantanée devient au côté gauche et l'anode au côté droit.
- la phase E (278 à 300 μs) : étant le régime après extinction de la seconde décharge pour l'alternance négative de la tension appliquée. Dans cette phase, les densités de charge ne varient plus avec le temps, ce qui entraîne à un courant de décharge nul.

Il est à noter que, ces phases de l'évolution des densités de charge seront répétées au même rythme au cours de toutes les périodes suivantes de l'évolution de la décharge.

IV-3. 2 Paramètres de la décharge :

Ce qui suit, nous allons présenter les résultats obtenus en ce qui concerne les paramètres internes de la décharge (la densité des électrons, la densité totale des ions positifs, le champ électrique et la densité des espèces excitées ou métastables).

Les résultats obtenus des différentes variations des paramètres de décharge en fonction de la distance inter-électrodes seront présentés à l'instant où le courant de décharge est maximal à (t = $10,6 \mu$ s).

Dans notre cas, la cathode est située au côté droit, tandis que l'anode est au côté gauche. En présence d'une petite quantité d'impureté d'azote dans le gaz (100 ppm) et selon les paramètres de transport qui sont décrits au chapitres II.

Les résultats de notre code numérique 1D pour les paramètres de la décharge suivant les données de base du Tab. IV-1 seront exposés comme suit :

Sachant que le calcul du champ électrique est directement lié à la densité des particules chargées, nous avons donc choisi de les représenter sur la même figure.

La Fig. IV-7 présente la répartition spatiale du champ électrique ainsi que la densité des électrons et la densité totale des ions $(He^+ + He_2^+ + N_2^+)$ au moment du premier pic positif du courant de décharge :



Figure IV-7 : Distribution spatiale du champ électrique et de densité électronique et ionique.

Ces caractéristiques sont typiques et similaires à celles d'une décharge luminescente basse pression. En allant de la cathode vers l'anode, on peut distinguer quatre zones spécifiques de la décharge luminescente sur la Fig. IV-7. Il s'agit de :

- La gaine cathodique (chute cathodique), située à côté de la cathode (à droite), dans laquelle le champ électrique décroît de manière quasi-linéaire à partir de sa valeur maximale plus de 16,2 kV/cm. Dans cette zone, la densité d'ions atteint une valeur maximale de 4,67 ×10¹¹ cm⁻³ alors que celles des électrons est faible. Son extension est limitée à 260 μm.
- Une lueur cathodique de 740 µm d'épaisseur, dans cette région le champ électrique reste faible et les densités d'électrons et d'ions sont très proches.
- L'espace sombre de faraday, l'extension de cette zone atteint 1,6 mm. le champ électrique augmente légèrement, ainsi dans cette région, une petite charge d'espace négative se forme.
- La 4ème zone observée occupe le plus d'espace (près de 2,4 mm de largeur) c'est la région de la colonne positive, une région de plasma électriquement neutre où le champ électrique est relativement faible et constant, proche de 1,8 kV/cm et les densités électronique et ionique sont uniformes et égales à 1,2 ×10¹⁰ cm⁻³. Le rôle de la colonne positive se limite à connecter l'anode aux autres régions de la décharge, mais il est

intéressant de noter que, son rôle est très important car elle est considérée comme un réservoir des électrons qui y sont piégés et exploités dans le prochain claquage du gaz et par conséquent dans la décharge suivante.



IV-3. 2.1 Distribution spatiale du champ électrique :

Figure IV-8 : Distribution spatiale du champ électrique à l'instant où le courant est maximal.

La Fig. IV-8 montre que la variation spatiale du champ électrique est fortement dépendante de la variation des densités des électrons et des ions positifs, cette liaison apparaît clairement dans la région cathodique où il existe un fort gradient du champ électrique (le champ décroit du maximum 16,23 kV/cm à 90 V/cm) à cause d'une forte charge d'espace positive près de la cathode. La faible variation du champ dans la région lueur négative et l'espace sombre de faraday est due au fait que, la charge d'espace est faible. Elle est quasiment neutre dans la colonne positive où le champ électrique est constant.

Sachant que la plupart des processus physico-chimiques responsable à l'évolution de la décharge sont liées à l'intensité du champ électrique, on constate qu'elle est principalement concentrée dans la région de la gaine cathodique ainsi que l'effet du mécanisme d'émission secondaire à la cathode, qui contribue à la compensation des électrons perdus par le processus d'attachement et de recombinaison.



IV-3. 2.2 Distribution spatiale de la densité des électrons et des ions :



La Fig. IV-9 représente la variation spatiale des densités électronique et ionique au moment où le courant atteint sa valeur maximale. Dans la région de la gaine cathodique, les ions sont majoritaires par rapport aux électrons, car ; en présence d'un fort champ électrique, les électrons quittent rapidement cette région sous l'effet de la dérive en laissant derrière eux une quantité d'ions positifs. À la cathode, la densité électronique est faible mais jamais nulle ($n_e \approx 10^7 \text{ cm}^{-3}$) car la cathode est source génératrice d'électrons secondaires. Dans cette région, les densités atteignent respectivement, des valeurs maximales de 4,67 ×10¹¹ cm⁻³ et 2,73×10¹¹ cm⁻³ pour les ions et les électrons. Leurs valeurs sont égales sur l'étendue de la zone "colonne positive", soient de l'ordre 1,2 ×10¹⁰ cm⁻³. Par ailleurs, la mobilité des électrons est réduite à cause de leur interaction avec les ions.

En réalité, la densité totale des ions positifs donnée dans la Fig. IV-9, regroupe les densités de chacun, ions atomiques de l'hélium (He⁺), ions moléculaires de l'hélium (He₂⁺) et les ions moléculaires de l'azote (N₂⁺).

Dans la Fig. IV-10, nous présentons en détail, les densités de chacune de ces espèces afin de mettre en évidence leurs interactions selon le schéma cinétique des Tabs. II-1 et II-2.



Figure IV-10 : Distribution spatiale de la densité des différentes espèces ioniques.

La Fig. IV-10 montre que la densité des ions He⁺ est dominante dans la région de la gaine cathodique et possède une valeur numérique plus élevée ($\approx 3,2 \times 10^{11}$ cm⁻³) comparée aux autres espèces ioniques. Cette abondance d'espèces est traduite par un coefficient d'ionisation élevé causé par un champ électrique intense.

Dans le reste des zones de décharge, la densité d'He⁺ est faible à cause du processus de recombinaison (R6, R7 et R8 du Tab. II-2). Les réactions chimiques responsables de la production des ions He⁺ sont l'ionisation directe (R1) où les neutres de l'Hélium s'ionisent en ions He⁺ et en électrons (e⁻) et la réaction chimique à deux corps (R15) avec la conversion des métastables He(2^{3} S) en He⁺ et en (e⁻).

Vu leur grande mobilité, la densité des ions moléculaires de l'hélium He₂⁺ est majoritaire à la cathode par rapport aux ions He⁺, ($\mu_{He2+} \approx 2 \ \mu_{He+}$) qui atteignent la cathode à une vitesse de dérive supérieure à celle des ions He⁺.

Dans le reste de l'espace, la densité du He_2^+ est plus petite ne dépassant pas $3.4 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ car la réaction chimique à trois corps (R4) et la réaction de recombinaison (R9) et (R10) du Tab. II-2 convertissent une grande quantité de He_2^+ en excimères He_2^+ et en métastables $\text{He}(2^3\text{S})$ pendant la progression de la décharge. La seule réaction responsable de la production des espèces He_2^+ est la réaction chimique à trois corps (R3) qui transforme une partie d'ions He^+ en He_2^+ .

Dans la région de la chute cathodique, la densité des ions d'azote moléculaire N_2^+ est plus petite que celle des autres espèces ioniques He⁺ et He₂⁺.

La densité de N₂⁺ proche de la densité des électrons, atteint son maximum de 3,6 ×10¹⁰ cm⁻³ dans la région de l'espace sombre de faraday bien que le champ électrique est faible. Notons qu'en présence d'une quantité suffisante des métastables et d'un faible champ électrique

les ions N_2^+ se produisent uniquement via l'ionisation Penning (R16) par lequel, les impuretés des molécules d'azote N_2 entrent en collision avec les métastables donnant des ions N_2^+ et des électrons.

Dans la plus grande partie de l'espace inter-électrodes, l'ensemble des ions He^+ , He_2^+ , N_2^+ et électrons, forme une région du plasma quasi-neutre dans la colonne positive.

La structure générale des espèces vérifie que le plasma est réalisé dans le mode de décharge luminescent homogène. C'est évident que les impuretés d'azote jouent un rôle important.

IV-3. 2.3 Distribution spatiale des espèces excitées (Métastables) :



Figure IV-11 : Distribution spatiale de la densité des métastables au moment du maximum de courant.

La distribution de la densité du premier niveau des métastables $He(2^{3}S)$ est représentée sur la Fig. IV-11, son maximum dans la gaine cathodique est $1,83 \times 10^{12}$ cm⁻³. La génération de ces espèces provient principalement du processus d'excitation directe selon la réaction (R2) du Tab. II-1, avec un coefficient d'excitation proportionnel à la valeur élevée du champ électrique dans cette région. La réaction (R10) de la recombinaison des ions He_{2}^{+} avec les électrons par un taux de réaction relativement élevé (5×10^{-9} cm³ s⁻¹) donne aussi des métastables $He(2^{3}S)$. Celles-ci diminuent dans les autres régions aux environ $3,5 \times 10^{10}$ cm⁻³ dans le milieu de l'espace de décharge dûe à la désexcitation de $He(2^{3}S)$ par la réaction (R14) et la transformation d'une quantité de celui-ci en électrons et ions He^{+} suivant les processus des réactions à deux corps en particulier, l'ionisation par étape (stepwise ionization) de la réaction (R15) du Tab. II-2. d'un autre coté, une grande partie des métastables $He(2^{3}S)$ se détruisent pour former des ions N_{2} et des électrons via le processus de l'ionisation Penning. La densité des métastables augmente progressivement en allant vers l'anode pour atteindre une valeur de 4×10^{11} cm⁻³ à l'anode sous l'effet de la diffusion vers les parois des électrodes. Comme nous l'avons déjà vu au chapitre II, l'Hélium est caractérisé surtout par ses états métastables situés à une énergie élevée et proche de 20 eV, ces états métastables jouent le rôle de réservoir d'énergie. À la pression atmosphérique, cette dernière peut être transférée par le processus de l'ionisation Penning à des particules dont le seuil d'ionisation est inferieur à 20 eV ; c'est le cas de l'azote où les métastables $He(2^3S)$ se détruisent pour former des ions N₂ et des électrons selon la réaction (R16).

IV-3. 2.4 Distribution spatiale des densités de courant :



Figure IV-12 : Distribution spatiale de la densité de courant électronique et ionique.

Sur la Fig. IV-12, nous avons présenté les variations spatiales des densités de courant ionique et électronique correspondant à l'instant du maximum de courant de décharge. On voit que le profil de ces densités courant est fonction du champ électrique et des densités des particules chargées. Ce profil s'explique par les variations spatiales du champ et des densités électronique et ionique c.-à-d., plus ceux-ci sont élevés et plus les densités de courant sont importantes.

La densité de courant ionique atteint alors son maximum de 2,4 mA/cm² dans la région de la gaine cathodique où le champ et les densités sont élevés. Elle est très faible dans tout le reste de l'espace inter-électrodes étant donné que le champ électrique et/ou la densité des ions sont également faibles. La valeur maximale de la densité de courant électronique est de -13,1 mA/cm² dans la région de la gaine cathodique correspond, quant à elle, à un champ électrique élevé. Elle a une valeur nettement supérieur que celle atteinte par la densité de courant ionique. Les deux maximums de ces densités de courant ne sont pas confondus et sont respectivement situées à 0,20 mm de la cathode pour la densité de courant ionique et 0,30 mm de la cathode pour la densité de courant ionique.

IV-4 Évolution de la décharge :

Nous allons dans ce paragraphe décrire tout d'abord, l'évolution temporelle des caractéristiques électriques de la décharge durant plusieurs périodes de la tension appliquée. Cela nous permet d'examiner la stabilité et la périodicité de la décharge au cours des cycles de la décharge. En second lieu, nous présentons la variation spatio-temporelle des paramètres internes de la décharge. Ce qui nous aide à comprendre le mécanisme d'établissement de la décharge de son amorçage à son extinction.

IV-4.1 Évolution temporelle des caractéristiques électriques :



Figure IV-13 : Variations temporelles sur trois périodes du courant et des tensions caractérisant la décharge.

Il suffit de représenter sur la Fig. IV-13, trois périodes pour mettre en évidence la symétrie des caractéristiques électriques de la décharge d'une période à la suivante. Il y a bien une symétrie du courant d'une alternance à la suivante de la tension appliquée et une périodicité d'une période à l'autre, l'amplitude et la durée des impulsions du courant sont identiques durant tous les cycles de la décharge. La Fig. IV-13 montre qu'un régime luminescent stable et reproductible s'établit dès la troisième période de la tension appliquée et confirme l'existence de ce type de décharge à la pression atmosphérique.

IV-4.2 Évolution spatio-temporelle de la décharge :

Le calcul des distributions spatio-temporelles du champ électrique, des densités d'électrons, d'ions ainsi que la densité des métastables sont respectivement, représentés sur les Figs. IV-14, IV-15, IV-16 et IV-17 et conduit à une meilleure compréhension du mécanisme de la décharge de son amorçage à son extinction. Ces figures tridimensionnelles concernent l'évolution spatio-temporelle durant la première alternance pour la troisième période de la tension appliquée. Pour plus de clarté, nous avons également présenté sur les Figs. IV-18-a et IV-18-b, les Figs. IV-19-a et IV-19-b et les Figs. IV-20-a et IV-20-b, des coupes du champ électrique, de la densité électronique et de la densité ionique, ces coupes correspondent au temps compris entre 205,5 et 210,6 μ s c.à.d. à des instants avant et pendant le moment du maximum de courant de décharge et au temps compris entre 211 et 215 μ s c.à.d. pour des instants après le moment du maximum de courant de décharge.



Figure IV-14 : Variation spatio- temporelle du champ électrique calculé pendant la première alternance de la troisième période.



Figure IV-15 : Variation spatio- temporelle de la densité électronique calculée pendant la première alternance de la troisième période.



Figure IV-16 : Variation spatio- temporelle de la densité ionique calculée pendant la première alternance de la troisième période.



Figure IV-17 : Variation spatio- temporelle de la densité des métastables calculées pendant la première alternance de la troisième période.



Figure IV-18-a : Variation spatiale du champ électrique calculé avant et pendant le maximum de courant de décharge ($205,5 \le t \le 210,6 \ \mu s$).



Figure IV-18-b : Variation spatiale du champ électrique calculé après le maximum de courant de décharge $(211 \le t \le 215 \mu s)$.



Figure IV-19-a : Variation spatiale de la densité électronique calculée avant et pendant le maximum de courant de décharge $(205,5 \le t \le 210,6 \ \mu s).$



Figure IV-20-a : Variation spatiale de la densité ionique calculée avant et pendant le maximum de courant de décharge ($205,5 \le t \le 210,6 \ \mu s$).



Figure IV-19-b : Variation spatiale de la densité électronique calculée après le maximum de courant de décharge ($211 \le t \le 215 \mu s$).



Figure IV-20-b : Variation spatiale de la densité ionique calculée après le maximum de courant de décharge ($211 \le t \le 215 \mu s$).

IV-4.2.1 Amorçage de la décharge :

Les Figs. IV-14, IV-15, IV-16 et IV-17 montrent que, l'initiation de la décharge passe par des étapes qui précèdent le claquage du gaz. Ces étapes, concernent tout les processus responsables de l'amorçage de la décharge, elles peuvent être présentées comme suit :

À $200 < t \le 206 \ \mu$ s, la tension du gaz augmente progressivement mais pas encore suffisante pour le claquage du gaz, le champ électrique ainsi que les densités des particules chargées sont très faibles. À $206 < t \le 210,6 \ \mu$ s et au cours de cette intervalle, une avalanche électronique apparaît et commence à se progresser. Le champ et la densité des électrons et des ions près de la cathode commencent à se développer. Dans cette phase, la tension du gaz s'accroît de plus en plus jusqu'à ce qu'elle atteigne une valeur suffisante pour la rupture du gaz (2,12 kV) au bord de 8 μ s de début de la première alternance et lorsque l'avalanche électronique atteint une taille suffisante, pour former un canal ionisé reliant la cathode et l'anode. L'augmentation de l'ionisation des gaz conduit à la formation d'une chute cathodique qui devient de plus en plus étroite jusqu'à ce que le courant soit maximal à t = 210,6 μ s. À cet instant, le profil spatial du champ électrique change brusquement sous l'influence d'une forte charge d'espace dans la gaine cathodique (Fig. IV-18-a) et pendant quelques micros secondes la densité des électrons et des ions augmentent respectivement de 10⁶ et 10⁹ cm⁻³ à des valeurs maximales de l'ordre de 2,7 ×10¹¹ cm⁻³ pour les électrons et 4,6 ×10¹¹ cm⁻³ pour les ions dans la chute cathodique (Fig. IV-19-a et Fig. IV-20-a). Une région très large de la colonne positive est formée, caractérisée par un champ constant et une densité électronique et ionique égales. Notons que dans cet intervalle, les densités sont de même ordre que celle de la décharge luminescente ordinaire à basse pression.

IV-4.2.2 Extinction de la décharge :

Les résultats de la variation spatio-temporelle aident à comprendre comment la décharge s'arrête. Lorsque le courant de décharge diminue ($t > 210,6 \mu s$), la tension du gaz continue de diminuer, amenant à une chute du champ électrique dans la gaine cathodique (Fig. IV-14). En raison de cette faible valeur de champ, la quantité d'ionisation résultant de l'ionisation directe par les électrons devient négligeable par rapport à l'ionisation par l'effet Penning. Après le maximum du courant, la structure de décharge luminescente est conservée. Le champ électrique à la cathode se réduit et la chute cathodique devient de plus en plus grande tandis que la longueur de colonne positive diminue lentement (Fig. IV-18-b). Dans cette région, le champ électrique est égal à 100 V/cm (Fig. IV-14) et la perte de particules chargées se produit principalement par recombinaison.

Après quelques micros secondes du maximum de courant, la valeur maximale de la densité électronique est proche de 10^6 cm⁻³ (Fig. IV-19-b), tandis que celle des ions est inférieure à 10^9 cm⁻³ (Fig. IV-20-b).

20 µs après de début de cette alternance, lorsque la polarité du champ près de l'anode change, induisant une inversion de la direction du déplacement des électrons. Le mouvement des électrons est alors contrôlé par l'évolution de la distribution du champ sur l'espace interélectrodes. Le champ est négatif côté anode et positif côté cathode (Fig. IV-14). Ces deux régions piègent les électrons dans une zone où le champ disparaît. 10 µs plus tard, lorsque la tension gaz diminue puis change de polarité, les électrons se déplacent vers la nouvelle anode. Ce déplacement d'électrons explique le pic de courant observé « courant résiduel ou courant inverse » à peu près au moment où la polarité de la tension du gaz change. Ce courant est une mémoire de la colonne positive et une indication que le nombre d'électrons dans l'intervalle sera suffisant pour produire le claquage sous un faible champ électrique, condition nécessaire pour obtenir une DLPA. L'existence de ce pic de courant semble être en relation avec la stabilité de la décharge. Il est à noter que ce comportement ne peut être obtenu que si 20 µs après l'extinction de la décharge, il reste des électrons dans l'intervalle (Fig. IV-15) c'est-à-dire si une colonne positive de taille suffisante avec une densité de charges suffisamment élevée a été construite pendant la décharge. Ceci peut s'expliquer principalement par le fait que le délai entre la fin de la décharge et l'inversion de polarité de la tension du gaz devient plus long, permettant à la colonne positive de diminuer de plus en plus. On note que la largeur de cette colonne positive est d'environ 1 mm lors de l'inversion de polarité de la tension du gaz.

La formation de cette structure de décharge luminescente typique inattendue à la pression atmosphérique et à des fréquences de l'ordre de quelques kilohertz, est conditionnée par la densité des électrons restant dans le gaz avant chaque décharge et dans le cas de l'hélium, par la concentration des impuretés présente dans le volume de décharge.

IV-5 Conclusion :

Durant cette partie de travail, nous avons présenté et commenté, les résultats de la modélisation numérique d'une DBD établit dans un mélange Hélium/Azote. Avec la prise en compte de la majorité du nombre de particules et des réactions, cela rend la situation plus proche à ce qui intervient réellement dans le fonctionnement de la décharge. Les résultats obtenus étaient plus courageux malgré les hypothèses considérées dans notre modèle (paramètres de transport et taux des réactions, parfois constants et ne dépondent que du champ électrique). La variation temporelle des caractéristiques électriques ainsi que la distribution spatiale du champ électrique et des densités des particules chargées, ont été qualitativement et quantitativement comparables avec celles obtenus dans la littérature pour le même gaz dans la DBD à pression atmosphérique. Ceci nous a permis de considérer que notre code de calcul développé au cours de ce travail, est correct et performant. Il est capable de prédire la description globale du fonctionnement de la décharge.

Les résultats de la simulation ont montré que, dès le troisième cycle de la tension appliquée, le courant de décharge présente sous forme périodique mono-impulsionel par alternance et constitué un premier degré de confirmation de l'existence du régime luminescent de la décharge à la pression atmosphérique. Ainsi, la distribution spatiale du champ électrique et des densités des particules chargées de l'amorçage à l'extinction de la décharge, ont des similitudes avec celles apparaissant dans la décharge luminescente en courant continu à basse pression, cela rapporte un second degré de garantie sur l'existence de ce régime sous certaines conditions très spécifiques.

Au cours de ce chapitre, nous avons souligné l'importance de la prise en compte dans le schéma réactionnel de la décharge, des espèces métastables de l'Hélium : non seulement pour quantifier les termes sources de l'équation de continuité et apporter une expression plus proche à la réalité, mais elles permettent aussi l'établissement d'un régime luminescent.

En effet, elles fournissent à la décharge une ionisation à faible champ (ionisation par effet Penning), générant ainsi un tapis de charge qui évitera au gaz de s'ioniser sous des valeurs de champ électrique trop élevées et par conséquent de générer des décharges filamentaires.

Autrement dit, qu'une quantité réduite d'impuretés (de faible potentiel d'ionisation) est indispensable à l'établissement d'un régime luminescent stable dans l'Hélium à la pression atmosphérique. Les impuretés permettent alors de maintenir un équilibre entre la perte d'électrons par recombinaison et leur production par ionisation direct et Penning.

Nous avons également observé, l'existence du pic de courant résiduel, relié au régime luminescent, qui peut être expliquée par le déplacement électronique induit par l'inversion du champ électrique dans la région anodique. L'importance de l'effet de piégeage de charge dans la colonne positive pendant la décharge précédente a également été mise en évidence.

Lorsque l'établissement du régime luminescent de la décharge à la pression atmosphérique est subordonné par plusieurs paramètres, comme par exemple ; la présence d'impureté dans le volume de décharge, la fréquence d'excitation et l'espace inter-électrodes, etc... Nous allons aborder dans le chapitre suivant, une étude de l'influence de ces paramètres sur le comportement de la décharge, afin de définir les conditions nécessaires pour l'établissement de ce régime.
CHAPITRE V

ÉTUDE DE L'INFLUENCE DES PARAMÈTRES SUR LE RÉGIME DE LA DÉCHARGE

Au cours de chapitre précédent, nous avons présenté et étudié les caractéristiques de la décharge luminescente à la pression atmosphérique dans le cas d'une situation spécifique sans nous intéresser à la modification de son comportement en fonction des différentes grandeurs qui la caractérisent. Après avoir validé le modèle proposé pour la simulation de la décharge élaboré avec une pression de 760 Torr, une distance inter électrodes de 5 cm, une fréquence d'excitation de 10 kHz et un taux d'impureté de 100 ppm. Nous utilisons dans ce qui suit, le modèle élaboré pour étudier l'effet de certaines conditions d'amorçage de la décharge telles que, le taux d'impureté d'azote, la fréquence, l'espace inter électrodes et la capacité des diélectriques solides sur les paramètres de la décharge, particulièrement les caractéristiques électriques, les paramètres internes à savoir le champ électrique et les densités des particules, afin de définir quelles sont les conditions qui doivent être respectées pour établir un régime luminescent d'une DBD dans l'Hélium à la pression atmosphérique. De sorte qu'à chaque fois, nous prenons des valeurs différentes pour le paramètre dont nous intéressons à étudier son influence en gardant les autres paramètres constants montrés dans le Tab. IV-1 du chapitre précédent.

Le but de ce chapitre n'étant pas une étude comparative des grandeurs, mais une poursuite de l'apparition ou non du régime luminescent de la décharge.

Vu que la présence de l'impureté intervient dans la chimie de la décharge de telle sorte qu'elle modifie sa structure interne, nous allons présenter en détail, les résultats de l'ensemble des paramètres de la décharge y compris les caractéristiques électriques et les paramètres internes (champ électrique et densités des particules).

L'effet de la fréquence d'excitation, l'espace inter-électrodes, la tension appliquée et la capacité des diélectriques solides sera présenté de manière moins détaillé, car leur influence apparait clairement sur les grandeurs externes de la décharge. En effet, il suffit d'examiner la forme du courant afin de distinguer de quel régime s'agit-il ?

V-1 Influence du taux d'impureté :

Il semble que la présence des impuretés joue un rôle majeur dans l'entretien et l'apparition d'une structure luminescente de la décharge. L'objectif est de clarifier cette situation d'où la nécessité de rappeler d'abord, la signification de l'effet Penning en précisant le processus chimiques à inclure dans le modèle de manière à tenir compte des interactions entre les métastables de l'Hélium et des molécules de l'azote :

La cinétique Penning s'explique par le fait que, si des espèces ont leur potentiel d'ionisation plus bas que l'énergie des états métastables ou résonnants, alors un nouveau type de réaction est à considérer. Ceci est appelé ionisation par effet Penning. Dans ce cas, une ionisation de l'azote est possible en présence des métastables et la réaction à considérer est :

He $(2^{3}S) + N_{2} \rightarrow He + N_{2}^{+} + e$

Dans le but d'étudier l'influence des différents taux d'impureté sur le comportement de la décharge, essentiellement sur sa stabilité en régime luminescent. La décharge est amorcée dans les mêmes conditions du Tab. IV-1 et à chaque fois, nous varions les niveaux de concentrations de l'azote dans le gaz avec des taux respectivement : 10 ppm, 50 ppm, 80 ppm, 100 ppm, 110 ppm, 130 ppm 200 ppm et 300 ppm.

Les profils des caractéristiques électriques sont pris à l'état stationnaire de la décharge, c.à.d. pendant une période dans laquelle à partir de celle-ci, les résultats restent identiques pour toutes les périodes suivantes. Les profils des paramètres internes de la décharge sont pris à l'instant où le courant de décharge est maximal.

V-1.1 Résultats pour un taux d'impureté de 10 ppm :

Les deux Figures ci-dessous (Fig. V-1 et V-2) représentent respectivement, les résultats calculés des caractéristiques électriques et la distribution spatiale du champ électrique ainsi que les densités des différentes espèces de la décharge. Le mélange utilisé dans ce cas contient 10 ppm d'Azote.



Figure V-1 : Caractéristiques électriques pour un mélange contenant 10 ppm d'Azote.



Figure V-2 : Distribution spatiale du champ électrique et des densités des différentes particules pour un mélange contenant 10 ppm d'Azote.

En allant jusqu'à la dixième période de la tension appliquée, le courant de décharge est extrêmement faible et ne dépasse pas quelques micro-ampères ($\approx 10 \ \mu$ A), la tension gaz est insuffisante et au-dessous de la valeur de la tension de claquage du gaz (Fig. V-1). Dans la Fig. V-2, le maximum de la densité électronique est à l'ordre de 8 ×10⁴ cm⁻³ tandis que la densité ionique et des métastables ne dépassent pas un maximum de 6 ×10⁷ cm⁻³, le champ électrique reste toujours faible et ne varie pas beaucoup dans l'espace inter-électrodes. Ces résultats ne correspondent à aucun régime qui caractérise la décharge. A un faible taux d'impureté, la contribution de l'ionisation par effet Penning à la production des électrons est plus faible, car les molécules d'impureté participent à l'ionisation Penning par les collisions avec les métastables d'Hélium. Par contre, la perte d'électrons par recombinaison devient prédominante et n'est plus compensée par la production électronique selon le processus d'ionisation directe. Par conséquent, ce dernier devient insuffisant à l'amorçage et à l'entretien de la décharge.

V-1.2 Résultats pour un taux d'impureté de 50 ppm :

Les Figs. V-3 et V-4, représentent respectivement, les résultats des caractéristiques électriques et la distribution spatiale du champ électrique ainsi que les densités des différentes espèces de la décharge à un taux de 50 ppm d'Azote.



Figure V-3 : Caractéristiques électriques pour un mélange contenant 50 ppm d'Azote.



Figure V-4: Distribution spatiale du champ électrique et des densités des différentes particules pour un mélange contenant 50 ppm d'Azote.

On constate sur la Fig. V-3, que le courant de décharge se présente sous forme symétrique d'un seul pic par demi-période de la tension appliquée, le pic positif atteint une valeur de 9,9 mA et -10,2 mA pour le pic négatif, la durée de ceux-ci est environ 20 µs

la tension gaz atteint une valeur suffisante pour le claquage et le maintien de la décharge. Il est intéressant de noter que les caractéristiques de ces pics sont similaires à celles de la décharge de Townsend à pression atmosphérique (DTPA), dans laquelle les impulsions du courant pouvaient durer plusieurs microsecondes et de quelques milliampère en amplitude.

Le champ électrique est peu perturbé par la charge d'espace dans la région cathodique (Fig. V-4), il atteint 11,4 kV/cm à la cathode, tandis que la densité électronique et ionique est de l'ordre 10^{10} cm⁻³. Cet ordre de grandeurs correspond à une décharge homogène de Townsend, ce qui implique que l'augmentation du pourcentage d'impureté azotée à 50 ppm favorise ce type de régime.

60 Tension appliquée Tension gaz Courant de décharge 2000 40 Courant de décharge (mA) 1000 20 Tensions (V) 0 0 -20 -1000 -40 -2000 -60 300x10-6 320x10-6 340x10-6 360x10-6 380x10-6 400x10-6 Temps (µs)

V-1.3 Résultats pour un taux d'impureté de 80 ppm :

Figure V-5 : Caractéristiques électriques pour un mélange contenant 80 ppm d'Azote.

Durant la quatrième période de la tension appliquée, correspondant au régime stable de la décharge, nous avons présenté sur la Fig. V-5, la variation temporelle du courant ainsi que les tensions caractérisant la décharge à un niveau de 80 ppm de N₂. La forme du courant de décharge est symétrique mono-impulsionnelle par demi-période, l'amplitude de l'impulsion positive et négative est identique de l'ordre de 60 et -60 mA respectivement. Dans ces conditions, le régime de la décharge est associé au régime luminescent, qui est caractérisé par une seule impulsion de courant étroite de plus grande amplitude (plusieurs dizaines de milliampères par demi-cycle), les densités des particules chargées sont élevées et le champ électrique est fortement perturbé par la charge d'espace (plasma quasi neutre et gaines de charge sont formés). Ceci sera confirmé par la suite dans les résultats de la Fig. V-6.



Figure V-6 : Distribution spatiale du champ électrique et des densités des différentes particules pour un mélange contenant 80 ppm d'Azote.

Les résultats de la Fig. V-6 montrent clairement, l'apparition de toutes les zones habituellement observées dans la décharge luminescente. Brièvement ces zones sont : Une chute cathodique, où le champ électrique subit un fort gradient à cause d'une forte charge d'espace négative. Une lueur négative et un espace sombre de Faraday dans lesquels, le champ est faible et les densités électronique et ionique sont très proches. Une colonne positive caractérisant la région du plasma quasi neutre, le champ est constant et les densités des particules chargées sont égales (Fig. V-6).

V-1.4 Résultats pour un taux d'impureté de 100 ppm :



Figure V-7 : Caractéristiques électriques pour un mélange contenant 100 ppm d'Azote.



Figure V-8 : Distribution spatiale du champ électrique et des densités des différentes particules pour un mélange contenant 100 ppm d'Azote.

A un taux de 100 ppm d'Azote, nous avons représenté encore une fois sur les Figs. V-7 et V-8, les résultats concernant les caractéristiques électriques et la distribution spatiale des paramètres internes de la décharge.

La Fig. V-7 montre que, l'augmentation du taux d'impureté de 80 ppm à 100 ppm, rend les impulsions du courant de décharge plus étroites, leurs durées devient de plus en plus courte et ses amplitudes augmentent au voisinage de 78 et -78 mA respectivement pour l'impulsion positive et négative. D'après les Fig. V-7 et V-8 et à ce niveau de concentration, ce type de décharge correspond au décharge luminescente à la pression atmosphérique (déjà montré précédemment au chapitre IV).

V-1.5 Résultats pour un taux d'impureté de 110 ppm :

La Fig. V-9 montre l'évolution des caractéristiques électriques durant la quatrième période de la tension appliquée, qui coïncide avec le régime stable de la décharge. En augmentant le taux d'impureté de 100 à 110 ppm, l'allure du courant de décharge reste toujours mono-impulsionnelle par demi-cycle, l'amplitude des pics positif et négatif du courant ne sont pas parfaitement identiques, ils sont respectivement 43 mA et -52 mA. Les caractéristiques complètes d'une décharge luminescente, à savoir une chute cathodique complètement formée et une colonne positive elle aussi bien présente (Fig. V-10). Alors dans ces conditions, le régime luminescent à 110 ppm est toujours conservé.



Figure V-9 : Caractéristiques électriques pour un mélange contenant 110 ppm d'Azote.



Figure V-10 : Distribution spatiale du champ électrique et des densités des différentes particules pour un mélange contenant 110 ppm d'Azote.

On constate sur les Figs. V-6, V-8 et V-10 que, la densité des particules chargées augmente légèrement dans la gaine cathodique avec l'augmentation des taux d'impureté. Par contre, la densité des métastables diminue lentement. Ce comportement est normal et s'explique par le fait que, le processus de l'ionisation Penning contribue à la production des particules chargées par la destruction des espèces métastables lorsque le taux d'impureté augmente régulièrement. Notant qu'à 100 ppm, il y a une contraction de l'épaisseur de la gaine cathodique et un élargissement de la largeur de la colonne positive.

V-1.6 Résultats pour un taux d'impureté de 130 ppm :

Les résultats concernant, l'évolution temporelle des caractéristiques électriques ainsi que les distributions spatiales des densités des particules et du champ électrique, sont respectivement illustrés sur les Figs. V-11 et V-12 pour une mixture He/N₂ contenant 130 ppm d'Azote. D'après la Fig. V-11, le courant de décharge est asymétrique et apparaît sous forme d'un seul pic par alternance de la tension appliquée, l'amplitude du pic positif est de 9,8 mA tandis que, l'amplitude du pic négatif est 4,9 mA. Les profils de champ électrique ainsi que les densités électronique, ionique et des métastables (Fig. V-12) sont similaires à ceux dans le cas de 50 ppm et de même grandeur qu'à celle d'une décharge homogène de Townsend (DTPA).



Figure V-11 : Caractéristiques électriques pour un mélange contenant 130 ppm d'Azote.



Figure V-12 : Distribution spatiale du champ électrique et des densités des différentes particules pour un mélange contenant 130 ppm d'Azote.

V-1.7 Résultats pour un taux d'impureté de 200 et 300 ppm :

Les résultats obtenus relatifs au taux d'Azote de 200 et 300 ppm, sont représentés sur les figures ci-dessous :



Figure V-13 : Caractéristiques électriques pour un mélange contenant 200 ppm d'Azote.



Figure V-14 : Caractéristiques électriques pour un mélange contenant 300 ppm d'Azote.



Figure V-15 : Distribution spatiale du champ électrique et des densités des différentes particules pour un mélange contenant 200 ppm d'Azote.



Figure V-16 : Distribution spatiale du champ électrique et des densités des différentes particules pour un mélange contenant 300 ppm d'Azote

Contrairement à ce qui est observé précédemment pour différents taux d'impureté, à des taux de 200 et 300 ppm de N_2 , un courant sous forme multi-pics de quelques milliampères est observé pour chaque alternance de la tension appliquée. Le nombre des pics augmente avec l'augmentation du pourcentage d'impureté dans le gaz (Figs. V-13 et V-14).

A l'instant des premiers pics du courant, on observe un champ électrique faible et ne varie pas beaucoup. Les densités des différentes espèces de la décharge sont également faibles (Figs. V-15 et V-16).

Il faut noter qu'il existe une limite inférieure ainsi qu'une limite supérieure au taux d'impuretés pour obtenir une décharge luminescente homogène. Si le pourcentage d'impuretés est trop faible (≤ 10 ppm), l'effet Penning sera insuffisant pour produire des électrons à faible champ et la décharge sera incapable de s'entretenir.

Si le pourcentage d'impuretés augmente à un taux de 50 ppm, les états métastables générés ont une durée de vie très longue ils restent présents entre deux décharges successives. Ils produisent une émission d'électrons secondaires avant l'amorçage de la décharge suivante et jouent un rôle important pour conduire la décharge vers un régime de Townsend (préalablement démontré par F. Massines et son équipe **[58]**).

Dans l'intervalle de 80 à 110 ppm taux d'Azote, la décharge se convertit vers un régime luminescent. Il est important de noter que, les électrons piégés en quantité suffisante dans la colonne positive, peuvent fonctionner comme des électrons germes pour que la prochaine décharge s'amorce à un champ électrique faible, ce qui est crucial pour obtenir une décharge luminescente (comme observé par [51]).

Dans les deux régimes, l'ionisation doit être ralentie par une contribution significative de l'effet Penning.

Par contre, la structure interne de la décharge change si le pourcentage d'impureté est trop élevé (≥ 200 ppm). Ce changement de comportement est dû au fait que la destruction des métastables est directement proportionnelle au taux d'impureté, autrement dit ; le nombre des métastables diminue dans la queue du courant (c.à.d. avant le début d'une nouvelle décharge). Dans ces conditions, la décharge est opérée dans le mode de décharge multi-pics.

V-2 Influence de la fréquence d'excitation :

Dans cette section, nous allons étudier l'influence de la fréquence d'excitation sur les caractéristiques électriques de la décharge. Dans le cas des conditions de modélisation définies au chapitre-IV (Tab. IV-1), nous faisons varier la fréquence d'excitation entre 1 et 20 kHz.



Figure V-17 : Caractéristiques électriques pour $f = 1 \ kHz$





Figure V-19 : Caractéristiques électriques pour f = 10 kHz

Figure V-20 : Caractéristiques électriques pour f = 15 kHz



Figure V-21 : Caractéristiques électriques pour f = 20 kHz

Pour une fréquence de 1 kHz, la Fig.V-17 montre que le courant de décharge apparait sous forme de nombreuses impulsions rapides de quelques dizaines de milliampères reparties aléatoirement sur l'alternance positive et négative de la tension appliquée. Ces résultats à faible fréquence correspondent au régime filamentaire. Dans ce cas (claquage selon le mécanisme de streamer), une avalanche unique croît très rapidement et atteint une taille suffisante pour que le charge d'espace devienne de l'ordre du champ appliqué.

De plus, en raison de la grande différence entre la vitesse des ions et des électrons, un énorme champ électrique apparaît au dos de l'avalanche (côté cathode) qui, si certains électrons secondaires sont produits dans cette région, sont capables d'initier la propagation d'une onde ionisante vers la cathode. Un canal ionisé mince est alors réalisé. Cette avalanche à forte amplification ne peut généralement pas être observée dans le cas du claquage de Townsend l'amplitude du champ de la charge d'espace est toujours plus faible et incomparable au champ géométrique, alors l'avalanche d'électrons ne peut jamais atteindre une taille plus grande. C'est la raison pour laquelle une décharge soit de Townsend soit luminescente est généralement la plus susceptible d'être observée dans ce cas.

L'augmentation de la fréquence de 1 à 6 kHz, conduit à un régime homogène de Townsend dans lequel, nous observons sur la Fig.V-18, un courant sous forme d'un seul pic de faible amplitude par chaque demi-période de la tension appliquée.

Comme nous avons déjà confirmé qu'à une fréquence d'excitation de 10 kHz, la décharge est luminescente et le courant est symétrique (Fig.V-19). Néanmoins, nous avons constaté sur la Fig.V-20, que la forme asymétrique de la décharge se forme lorsque la fréquence augmente à 15 kHz. Dans lesquelles, l'impulsion positive du courant est plus grande que l'impulsion négative (elles sont respectivement 90 et -46 mA). Le décalage entre les pics positif et négatif du courant augmente de plus en plus lorsque la fréquence s'élève à 20 kHz, à titre d'exemple la déférence entre ces pics peut atteindre 92 mA à une fréquence de 20 kHz (Fig.V-21).

Étant donné que la fréquence d'excitation détermine le temps pour que les particules chargées puissent s'écouler entre deux décharges successives. Si cette dernière est plus grande, le temps laissé au plasma crée pendant la première décharge pour détruire est plus faible, ceci permet aux électrons restants, une contribution plus significative dans l'amorçage de la deuxième décharge sous un champ électrique faible et par conséquent, une amplitude d'impulsion négative de courant moins importante.

Ainsi, nous avons constaté que, lorsque la fréquence augmente de 10 à 20 kHz, les amplitudes des pics du courant augmentent et les valeurs maximales de la tension gaz décroissent. Cette décroissance de la tension d'amorçage est due à la densité des charges résiduelles. Ces charges en nombre élevé, contribuent à accroitre l'excitation et le nombre d'avalanche électroniques qui auront lieu sous des tensions de plus en plus faibles.

V-3 Influence de la distance inter-électrodes :

Dans cette partie, la distance inter-électrodes, correspond à l'épaisseur du gaz délimité par les deux diélectriques, a été variée de 0,1 à 0,8 cm. La décharge, amorcée dans les mêmes conditions que dans le Tab. IV-1



Figure V-22 : Caractéristiques électriques pour une distance de 0,1 cm

Figure V-23 : Caractéristiques électriques pour une distance de 0,3 cm



Figure V-24 : Caractéristiques électriques pour une distance de 0,5 cm

Figure V-25 : Caractéristiques électriques pour une distance de 0,7 cm



Figure V-26 : Caractéristiques électriques pour une distance de 0,8 cm

La Fig. V-22 montre le résultat des caractéristiques électriques pour une distance interélectrodes de 0,1 cm pendant la seconde période de la tension appliquée. Dans ce cas, la décharge obtenue n'est pas périodique. Les formes des impulsions positive et négative du courant de décharge ne sont pas identiques. Les variations du courant de la décharge et la tension de gaz ne sont plus reproductibles d'une période à une autre. Pour une petite distance inter-électrodes, ces résultats ne correspondent ni à la décharge luminescente ni à la décharge de Townsend ou filamentaire.

La Fig. V-23 concerne la variation temporelle des caractéristiques électriques de la décharge pour une distance inter-électrodes de 0,3 cm. On constate sur cette figure qu'à partir de la quatrième période, le résultat obtenu correspond au régime de la décharge homogène de Townsend.

Bien qu'à une distance inter-électrodes de 0,5 cm, le mode symétrique de la décharge luminescente est déjà observé (Fig. V-24). En revanche, le mode asymétrique apparait si la distance inter-électrodes s'élève à 0,7 cm, le courant est sous forme d'une seule impulsion par demi-période et la différence entre les amplitudes des impulsions positives et négatives a été clairement observée en Fig. V-25.

L'augmentation de la distance inter-électrodes à 0,8 cm, augmente le nombre des impulsions négatives du courant à deux impulsions et la dissymétrie du courant persiste toujours (Fig. V-26). Il est à noter que, si la distance inter-électrodes est très large, la zone de la colonne positive où la région des électrons résiduels soit suffisamment grande, qui fournit de plus en plus d'électrons supplémentaires à la prochaine décharge, empêchant ainsi, le développement du champ électrique dans le second calquage ce qui affaiblit à son tour l'impulsion négative suivante du courant. Donc, la transition du mode symétrique à un mode asymétrique de la décharge est principalement provoquée par l'extension de cette région des électrons résiduels. Ce qui est déjà Observés dans des travaux récents de Y. Zhang [132].

V-4 Influence de l'amplitude de la tension appliquée :

Dans ce paragraphe, nous allons aborder l'étude de l'influence de l'amplitude de la tension appliquée sur le régime de la décharge. De la même manière que pour la fréquence et la distance inter-électrodes, nous avons effectué les calculs pour les mêmes conditions du Tab. IV-1 et en faisant varier l'amplitude de la tension appliquée entre 1,3 et 2 kV.



 $V_{max} = 2 kV$

La Fig. V-27, représente les résultats des caractéristiques électriques pour une amplitude de la tension appliquée de 1,3 kV. Cette figure montre que les pics du courant de décharge est plus faible et est de l'ordre de 2,4 et -2,4 mA. Le maximum de la tension gaz atteint 1,2 kV, suffisamment inférieur au maximum enregistré à une amplitude de 1,8 et 1,6 kV (Figs. V-28 et V-29). Dans ce cas, la tension aux bornes du gaz est inférieure à la tension du claquage et l'ordre de grandeur du courant de décharge est largement inférieur au cas d'une décharge luminescente.

On observe sur la Fig. V-30 pour chaque alternance, si l'amplitude de la tension appliquée augmente à 2 kV, l'apparition des pics secondaires du courant. La première impulsion principale du courant est beaucoup plus grande que la seconde. L'amplitude du pic principal est d'environ 100 mA, tandis que le second pic est de l'ordre de 15 mA. La formation des phénomènes multi-impulsions est due au fait que, l'amplitude de la tension appliquée excède légèrement la tension de claque du gaz soit 2 kV. Tandis que, 1,8 kV est suffisante pour le claquage d'hélium. Il convient alors, de souligner que les impulsions de courant de décharge gardent la même configuration pour le demi-cycle positif et négatif.

Donc, pour initier une décharge en mode luminescent, l'amplitude de la tension appliquée doit avoir des valeurs appropriées de telle manière que, la valeur minimale de la tension du claquage soit atteinte tout en évitant l'aspect multi-pics du courant.

V-5 Influence de la capacité des diélectriques :

Parmi les paramètres qui ont une influence sur les caractéristiques électriques de la décharge, la capacité des diélectriques solides. La décharge est amorcée dans les mêmes conditions précédentes, nous avons fait varier la valeur de la capacité équivalente C_{ds} des deux diélectriques, en agissant sur la permittivité relative du matériau diélectrique. Sachant que : $C_{ds} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot \frac{S}{2e_d}$, avec e_d est l'épaisseur de chacun des diélectriques solides. Nous avons choisi de varier la permittivité relative du matériau diélectrique avec 5, 7, 9 et 15. Ceci donne respectivement les valeurs de la capacité : 26,56 pF, 37,19 pF, 50,04 pF et 83,4 pF.



Figure V-31 : Caractéristiques électriques pour C_{ds} = 26,56 pF

Figure V-32 : Caractéristiques électriques pour C_{ds} = 37,19 pF pF



Figure V-33 : Caractéristiques électriques pour C_{ds} = 50,04 pF



Les Figs. V-31 et V-32 représentent respectivement les profils de variations des caractéristiques électriques de la décharge à une capacité de 26,56 pF et 37,19 pF. D'après les résultats, la décharge obtenue est du mode de Townsend, avec des amplitudes de courant de l'ordre de milliampères et des durées de plusieurs microsecondes.

Nous constatons sur les Figs. V-33 et V-34, que les profils des caractéristiques électriques correspondent au régime luminescent de la décharge, avec des amplitudes de courant de plusieurs dizaines de milliampères et des durées des impulsions courtes.

Nous avons remarqué ainsi, pour chaque régime de décharge (Figs. V-31 et V-32) et (Figs. V-33 et V-34) que l'amplitude des pics positifs et négatifs du courant augmente avec l'augmentation de la capacité, tandis que les maximums de la tension gaz diminuent. Ceci est dû à une augmentation de la charge déposée sur les façades internes de chacun des diélectriques solides durant l'impulsion du courant. Ces charges à leurs tours, engendrent une tension mémoire opposée qui fait diminuer la tension gaz.

V-6 Conclusion :

Durant cette section, nous avons tenté de définir clairement les conditions dans lesquelles la décharge luminescente dans un mélange gazeux He/N_2 apparait par opposition à d'autres régimes de décharge tels que, Townsend, filamentaire ou autre régime intermédiaire.

Les résultats ont montré que, pour initier une décharge luminescente à la pression atmosphérique, les conditions doivent être adéquates de telle façon que le choix des grandeurs soit optimisé et cohérent.

En général, les domaines de variation des paramètres qui conduisent à un régime luminescent sont :

- le pourcentage d'impureté d'Azote dans le gaz doit être dans un intervalle limité, soit entre 80 et 110 ppm. Donc une quantité appropriée d'impuretés permet de maintenir l'équilibre entre la perte d'électrons et leur production par l'ionisation directe et Penning. - Une fréquence de 10 kHz est bien adaptée, l'augmentation de celle-ci à 15 kHz et plus favorise l'aspect asymétrique du courant de décharge en mode luminescent de la décharge.

- Des amplitudes optimales de la tension appliquée allant de 1,6 à 1,8 kV.

Ces deux derniers paramètres imposent respectivement le temps laissé aux électrons et aux particules excitées pour disparaître et l'efficacité du drainage des électrons entre deux impulsions de courant successives.

- La distance inter-électrodes doit être suffisante et au voisinage de 0,5 cm.

- En fin, la capacité équivalente des diélectriques solides doit être comprise entre 50 et 83 pF. Celle-ci contrôle le nombre des charges déposées sur les interfaces internes des diélectriques solides pendant l'amorçage de la décharge.

CONCLUSION GÉNÉRALE

L'objectif de ce travail était en premier lieu, de développer un modèle numérique d'une décharge luminescente dans un mélange Hélium/Azote à la pression atmosphérique, ensuite nous avons exploité les résultats issus de ce modèle pour comprendre les mécanismes physiques responsables de l'établissement de ce type de décharge.

La décharge a été modélisée dans un mélange He-N_2 en adoptant le modèle fluide basé sur l'hypothèse de l'approximation du champ électrique local.

En raison de l'évolution rapide des phénomènes physiques dans le plasma et le fort couplage entre les équations de transport des particules et l'équation de Poisson, nous avons choisi un pas de temps de calcul de l'ordre nanoseconde. Les calculs ont été rendus possibles dans un temps de calcul raisonnable en utilisant un schéma numérique inconditionnellement stable, il s'agit du schéma implicite de la méthode des différences finies en introduisant le schéma exponentiel de Sharfetter et Gummel pour les équations des flux.

À titre comparatif avec d'autres approches, nous avons montré que notre code numérique était capable de reproduire l'évolution de la décharge.

Nos résultats de simulation indiquent que, l'introduction des espèces métastables dans le modèle et la prise en compte de l'impureté de l'azote dans le gaz joue un rôle majeur. Ces deux facteurs sont responsables de l'ionisation Penning. Cette réaction chimique se produit à de faible champ électrique, permet une ionisation lente du milieu favorisant un claquage de Townsend. Ce processus permet d'éviter la localisation de la charge d'espace à l'origine de la décharge filamentaire et aider à produire plus de particules chargées et maintenir la décharge.

Les résultats obtenus pour le courant de la décharge reflètent bien le comportement d'une décharge luminescente (présence d'un seul pic de courant par demi-période). Une structure du champ électrique ainsi que des densités électronique et ionique pendant le calquage est similaire à ceux d'une décharge luminescente à basse pression. Cela confirme que sous certaines conditions, un régime de décharge luminescente dans l'hélium peut apparaître à la pression atmosphérique.

La présente étude à démontré que le claquage du gaz se fait sous un champ faible, la décharge est alors obtenue par génération successive d'avalanches qui se développent en des temps relativement longs est de l'ordre de microsecondes. Une chute cathodique commence à se former puis à se contracter jusqu'au maximum du courant de la décharge. Cette contraction ainsi que l'élargissement de la colonne positive permet de maintenir l'autoentretien de la décharge malgré la chute de la tension aux bornes du gaz. Après le maximum du courant, la division de l'espace gazeux en différentes régions caractérisant le régime luminescent persiste pendant que la largeur de la chute cathodique augmente lentement. L'observation du courant résiduel au moment de l'inversion de polarité de la tension du gaz, est essentiellement d'origine électronique et s'est avérée primordiale pour que la décharge soit stable, elle indique qu'une densité résiduelle d'électrons reste piégée dans la zone de la colonne positive jusqu'au moment de l'amorçage de la décharge suivante qui sera suffisante pour initier un nouveau claquage du gaz à l'alternance suivante. Ce claquage se fait à un faible champ de telle manière qu'à chaque alternance de la tension appliquée, la seconde décharge est conditionnée par les conséquences de la décharge précédente et à son tour, conditionne la décharge suivante. Ceci constitue l'une des conditions d'obtention du régime luminescent.

Une étude en fonction des différents paramètres tels que, le taux d'impureté de N_2 , la fréquence, la distance inter-électrodes, l'amplitude de la tension et la capacité équivalente des diélectriques solides a été effectuée et a permis de mettre en évidence, l'influence de leur variation sur le régime de la décharge. Les résultats de simulation effectuée dans l'Hélium avec différents taux d'Azote (10 à 300 ppm) indiquent que :

Un pourcentage insuffisant d'impuretés d'azote dans le gaz, ne conduit à aucun claquage, le courant s'annule et la décharge ne s'amorce plus. Par contre, si le taux d'impureté dépasse certaines limites, les métastables seront épuisés dans l'espace gazeux et la décharge transite vers un autre régime. Donc des pourcentages d'impureté bien adaptés sont nécessaires à l'obtention d'un régime luminescent.

A l'instar de l'impureté, les autres paramètres conditionnant la DLPA et leur choix en terme quantitatif, a été déjà exposé au cours du cinquième chapitre.

Malgré ces résultats encourageants, un grand nombre d'inconnues subsistent au niveau des paramètres physiques adoptés dans le modèle. Par exemple, la connaissance des paramètres de transport électroniques et ioniques (coefficients d'ionisation et d'excitation, vitesse de dérive, coefficients de diffusion, ...) devrait être améliorée. Nous avons supposé

que l'ensemble de paramètres suscités soient constants ou dépendent uniquement du rapport E/N (approximation du champ électrique local), ce qui est une approximation grossière dans les régions où règnent un champ électrique élevé correspondant à une variation spatiale très rapide ou dans les régions proches des électrodes. Une description mathématique plus rigoureuse du fonctionnement de la décharge consisterait à introduire l'équation de l'énergie électronique (troisième moment de l'équation de Boltzmann) dans notre modèle. Dans ce cas, les paramètres de transport ne dépendront plus du champ électrique, mais seront fonction de l'énergie. Par ailleurs, la valeur du coefficient d'émission secondaire utilisée (émission électronique sous l'impact des ions ou des métastables) est relativement arbitraire, dans le cas de parois diélectriques, elle dépend fortement de l'état électrique de la surface qui évolue de manière continue au cours du temps.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] A.M. Pointu et J. Jolly, « *Plasmas froids de décharge : Propriétés électriques* », Techniques de l'ingénieur Dossier D 2 830 (02/2007).
- [2] K. Hassouni, F. Massines et J. M. Pouvesle, « *Plasma froids Génération, caractérisation et technologies* », Publication de l'université de Saint –Etienne 49 –108, (2004).
- [3] C. Tendero, « *Atmospheric pressure plasmas* », A review Spectrochimica Acta Part B-Atomic Spectroscopy, 61(1), p.2-30, (2006).
- [4] M. I. Boulos, « *New Frontiers In Thermal Plasmas From Space To Nanomaterials* » Nucl. Eng. Technol., 44(1), p. 1-8, (2012).
- [5] J. Charles. Matéo-Vélez, « Modélisation et simulation numérique de la génération de plasma dans les décharges couronnes et de son interaction avec l'aérodynamique » Thèse de Doctorat de l'école nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace, (2006).
- [6] L. D. Biborosh, I. Petznauzer, B.J. Lee, K. Frank et K.H. Schoenbach, « *Excimer emission of open and closed microhollow cathode discharges in xenon* », Rom. J. Phys., 50(7-8) p.711-722, (2005).
- [7] F. Chen et Jane P. Chang, « *Principles of Plasma Processing* », University of California Los Angeles, p.16-18, (2002).
- [8] M. Moisan et J. Pelletier, « *Physique des plasmas collisionnels application aux décharges haute fréquence* », Grenoble Sciences, ISBN 2-86883-822-7, (2006).
- [9] J. L. Delcroix et A. Bers, « *Physique des plasmas* », volume I et II, publié dans Inter Editions/CNRS Editions, (1994).
- [10] M. Calafat, « Formation de poudres dans des décharges d'acétylène en Plasma Micro-onde Multipolaire excité à la résonance cyclotronique électronique répartie. Étude des nanocomposites carbone-carbone et leurs applications », Thèse de Doctorat de l'Université de Paul Sabatier, Toulouse, (2008).
- [11] S. Kanazawa, « Generation of microplasma jet at atmospheric pressure using a modified waveguide-based plasma torch », Surf and Coat. Technol., 202(22-23), p.5275-5279 (2008).
- [12] M. Meziane, « Modélisation 2D et 3D d'un écoulement gazeux instationnaire activé par décharges couronne dans un réacteur multi-pointes plan dédié à la décontamination des gaz », Thèse de Doctorat de l'Université de Paul Sabatier, Toulouse, (2011).
- [13] C.H. Tsai, « Decomposition of CH₃SH in a RF Plasma Reactor: Reaction Products and Mechanisms », Indust & Engin. Chem. Research., 40(11), p.2384-2395, (2001).
- [14] J. J. Shi, D.W. Liu et M. G. Kong, « Plasma stability control using dielectric barriers in radio-frequency atmospheric pressure glow discharges », Appl. Phys. Lett., 89: 081502 (2006).

- [15] H. Luo, Z. Liang, X. Wang, Z. Guan et L. Wang, « Observation of the transition from a townsend discharge to a glow discharge in helium at atmospheric pressure » Appl. Phys. Lett., 91: 221504, (2007).
- [16] F. Massines, N. Gherardi, N. Naudé et P. Ségur, « Recent advances in the understanding of homogeneous dielectric barrier discharges », Eur. Phys. J. Appl. Phys., 47: 2805, (2009).
- [17] Y. Zhang, B. Gu, W. Wang, D. Wang et X. Peng, " Dynamics behavior of homogeneous dielectric barrier discharge at atmospheric pressure », J. Appl. Phys., 106:023307, (2009).
- [18] F. Zhi, J. Shengchang, P. Jun, S. Tao et Z. Cheng, "*Electrical Model and Experimental Analysis of the Atmospheric-Pressure Homogeneous Dielectric Barrier Discharge in He*" IEEE. Trans. Plasm. Sci., 40(3), p.883 – 891, (2012).
- [19] X. T. Deng et M.G. Kong, « Frequency range of stable dielectric-barrier discharges in atmospheric H_e and N₂ », IEEE. Trans. Plasm. Sci., 32(4), p.1709–1715, (2004).
- [20] Y.T. Zhang and D.Z. Wang, «*Two-dimensional simulation of a low-current dielectric barrier discharge in atmospheric helium* », J. Appl. Phys., 98:113308, (2005).
- [21] Y. B. Golubovskii, V. A. Maiorov, J. F. Behnke, J. Tepper et M. Lindmayer, « Study of the homogeneous glow-like discharge in nitrogen at atmospheric pressure », J. Phys D: Appl. Phys., 37(9), p.1346–1356, (2004).
- [22] T. Martens, W. J. M. Brok, J. Van Dijk et A. Bogaerts, « On the regime transitions during the formation of an atmospheric pressure dielectric barrier glow discharge » J. Phys. D: Appl. Phys., 42:122002, (2009).
- [23] X. Wang, A. Yang, M. Rong et D. Liu, «Numerical Study on Atmospheric Pressure DBD in Helium: Single-breakdown and Multi-breakdown Discharges », Plasm. Sci. Technol., 13(6), p.724–729, (2011).
- [24] C. Kai-Wen, H. Chieh-Tsan, L. Kun-Mo, C. Yuan-Ming, W. Jong-Shinn et Y. Jen-Perng, « Fluid Modeling of a Nitrogen Atmospheric-Pressure Planar Dielectric Barrier Discharge Driven by a Realistic Distorted Sinusoidal Alternating Current Power Source » Jap. J. App. Phys., 51:116001, (2012).
- [25] N. Naudé, M. C. Bouzidi, M. Dang Van Sung Mussard, L. Puechagut, A. Belinger, P. Ségur et N. Gherardi, «Atmospheric Pressure Townsend Discharges in nitrogen with small admixtures of oxygen: discussion on the origin of the memory effect », Proc. Inter Conf on Phenomena in Ionized Gases (Granada, Spain, July 14-19, (2013).
- [26] A. Fridman, A. Chirokov et A. Gutsol, «Non-thermal atmospheric pressure discharges » J. Phys. D: Appl. Phys., 38(2), p.1–24, (2005).
- [27] C. Khamphan, « Modélisation numérique de décharges contrôlées par barrières diélectriques à la pression atmosphérique : Application à l'étude des précurseurs de poudres en mélange N2-N2O-SiH4 », Thèse de Doctorat de l'Université de Paul Sabatier, Toulouse, (2004).
- [28] B. Eismann, « Étude numérique et théorique des phénomènes liés aux hautes pressions dans les micro-décharges », Thèse de Doctorat de l'Université de Paul Sabatier, Toulouse, (2011).
- [29] U. Kogelschatz, « *Dielectric Barrier Discharges: Their History, Discharge Physics and industrial Applications* », Plasm. Chem and Plasm. Proc., 23(1), p.1-46, (2003).

- [30] U. Kogelschatz, B. Eliasson et W. Egli, « From ozone generators to flat television screens: history and future potential of dielectric-barrier discharges », Pure & Appl. Chem., 71(10) p.1819-1828, (1999).
- [31] M. A. Djibrillah. « Éléments de conception d'un générateur électrique pour l'alimentation d'un dispositif à décharge à barrière diélectrique », Thèse de Doctorat de l'Université de Paul Sabatier, Toulouse, (2011).
- [32] S. Kanazawa, M. Kogoma, T. Moriwaki et S. Okazaki, « Stable glow plasma at atmospheric pressure », J. Phys. D: Appl. Phys., 21(5), p.838-840, (1988).
- [33] U. Kogelschatz, B. Eliasson et W. Egli, « *Modelling of dielectric barrier discharge chemistry* », Pure & Appl. Chem., 66(6), p.1275-1286, (1994).
- [34] B. R. Lazarenko, « Non-equilibrium air plasmas at atmospheric pressure », Edited by K. H. Becker, U. Kogelshatz, K. H. Shoenbach et R. J. Barker, Institute of Physics, Bristol and Philadelphia, (2005).
- [35] U. Kogelshatz, «Atmospheric-pressure plasma technology», Plasm. Phys. Control. Fusion., 46(12B), p.63-75, (2004).
- [36] A. Fridman, A. Chirokov et A. Gutsol, «Non-thermal atmospheric pressure discharges » J. Phys. D : Appl. Phys., 38(2), p.1-24, (2005).
- [37] M. CH. Bouzidi, « Étude d'une Décharge à Barrière Diélectrique (DBD) homogène dans l'azote à pression atmosphérique: Effet mémoire et Optimisation du transfert de Puissance » Thèse de Doctorat de l'Université de Paul Sabatier, Toulouse, (2013).
- [38] M. Laurent, « Utilisation d'une décharge à barrière diélectrique pour développer une matrice polymère plasma dégradable pour des applications vasculaires » Thèse de Doctorat de l'Université de Laval Québec, Canada, (2017).
- [39] F. Massines, C. Sarra- Bournet, F. Fanelli, N. Naudé et N. Gherardi, « Atmospheric Pressure Low Temperature Direct Plasma Technology: Status and Challenges for Thin Film Deposition », Plasm. Proc. Polym., 9(11-12), p.1041–1073, (2012).
- [40] M. Kormunda, T. Homola, J. Matousek, D. Kovacik, M. Cernak et J. Pavlik, « Surface analysis of poly (ethylene naphthalate) (PEN) films treated at atmospheric pressure using diffuse coplanar surface barrier discharge in air and in nitrogen », Polym. Degrad. Stab., 97(4), p. 547–553, (2012).
- [41] R. Prat, Y. J. Koh, Y. Babukutty, M. Kogoma, S. Okazaki et M. Kodama, « Polymer deposition using atmospheric pressure plasma glow (APG) », Disch. Polym., 41(20), p.7355–7360, (2000).
- [42] N. Naudé, « Étude électrique de la physique d'une décharge de Townsend à la pression atmosphérique et de son interaction avec un générateur : Modèle et Expérience », Thèse de Doctorat de l'Université de Paul Sabatier, Toulouse, (2005).
- [43] L. Maechler, « Dépôts de films organosiliciés réalisés par Décharge à Barrière Diélectrique homogène à la Pression Atmosphérique-Applications aux films multicouches » Thèse de Doctorat de l'Université de Paul Sabatier, Toulouse, (2010).
- [44] N. Gherardi, G. Gouda, E. Gat, A. Ricard et F. Massines, « *Transition from glow silent discharge to micro-discharges in nitrogen gas* », Plasm. Sour. Sci. Tech., 9 (3), p. 340–346, (2000).

- [45] R. Bazinette, « Effet de la forme d'excitation électrique sur une décharge contrôlée par barrière diélectrique (DBD) à la pression atmosphérique et application au dépôt de couche mince », Thèse de Doctorat de l'Université de Pau et des Pays de L'Adour, France, (2016).
- [46] S. Kanazawa, M. Kogoma, T. Moriwaki et S. Okazaki, «Stable glow plasma at atmospheric pressure », J. Phys. D: Appl. Phys., 21(5), p.189–200, (1988).
- [47] S. Okazaki, M. Kogoma, M. Uehara et Y. Kimura, «Appearence of stable glow discharge in air, argon, oxygen and nitrogen at atmospheric pressure using 50Hz source » J. Phys. D: Appl. Phys., 26(5), p. 889-892, (1993).
- [48] F. Massines, C. Mayoux, R. Messaoudi, A. Rabehi et P. Ségur, « Experimental studyof an Atmospheric Pressure Glow Discharge. Application to polymers surfacetreatment » In Proc. 10th Int. Conf. Gas Disch. And App, Swansea, p.730-733, (1992).
- [49] F. Massines et G. Gouda, « A comparison of polypropylene-surface treatment by filamentary, homogeneous and glow discharges in helium at atmospheric pressure » J. Phys. D: Appl. Phys., 31(24), p.3411-3420, (1998).
- [50] F. Massines, R. Messoudi et C. Mayoux, « Comparison Between Air Filamentary and Helium Glow Dielectric Barrier Discharges for the Polypropylene Surface Treatment » Plasm and Polym, 3(1), p. 43-59, (1998).
- [51] F. Massines, A. Rabehi, Ph. Decomps, R. Ben Gadri, P. Ségur et Ch. Mayoux, « Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier », J. Appl. Phys., 83(6), p.2950-2957, (1998).
- [52] P. Brunet, « Procédé de dépôt de couches minces nanocomposites par Décharge à Barrière Diélectrique : De l'aérosol d'une suspension colloïdale à la morphologie du dépôt » Thèse de Doctorat de l'Université de Perpignan, (2017).
- [53] R. Maurau, « Étude de l'influence du régime d'une décharge à barrière diélectrique dans un mélange HMDSO/N2, sur les propriétés d'un procédé de dépôt », Thèse de Doctorat de l'Université de Paris 6, (2009).
- [54] J.M. Rax, « Physique des Plasmas », Sciences Sup. Dunod, (2005).
- [55] E. Wagenaars, « *Plasma breakdown of low-pressure gas discharges* », Eindhoven: Technische Universiteit Eindhoven, Proefschrift, ISBN-10: 90-386-2112-4, (2006).
- [56] N. Gherardi, « Physico-chimie et régimes des décharges contrôlées par barrière diélectrique en mélange azote - gaz oxydant - silane. Applications à l'activation de surfaces polymères et aux dépôts », Thèse de Doctorat de l'Université de Paul Sabatier, Toulouse, (2000).
- [57] I. Enache, « Étude expérimentale et modélisation du transfert de matière dans des décharges de Townsend à pression atmosphérique en mélange HMDSO-N₂O-N₂ et S_IH₄-N₂O-N₂ », Thèse de Doctorat de l'Université de Paul Sabatier, Toulouse, France, (2007).
- [58] F. Massines, P. Ségur, N. Gherardi, C. Khamphan et A. Ricard, « *Physics and chemistry in a glow dielectric barrier discharge at atmospheric pressure: diagnostics and modelling »* Surf and Coat. Technol., 174–175, p.8–14, (2003).
- [59] J. Ráhel et D. M. Sherman, « The transition from a filamentary dielectric barrier discharge to a diffuse barrier discharge in air at atmospheric pressure », J. Phys. D: Appl. Phys., 38(4), p.547-554, (2005).

- [60] A. Sublet, « Caractérisation de décharges à barrières diélectriques atmosphériques et subatmosphériques et application à la déposition de couches d'oxyde de silicium » Thèse de Doctorat de l'Université de Savoie, Annecy, France, (2007).
- [61] F. Massines, N. Gherardi, N. Naudé et P. Ségur, « *Glow and Townsend dielectric barrier discharge in various atmosphere* », Plasm. Phys and Cont. Fusion., 47(12B), p.577–588, (2005).
- [62] F. Massines, G. Gouda, N. Gherardi, M. Duran et E. Croquesel, « The Role of Dielectric Barrier Discharge Atmosphere and Physics on Polypropylene Surface Treatment » Plasm and Polym., 6(1), p.35-49, (2001).
- [63] E. Aldea, P. Peters, H. De Vries et M. C. M. Van De Sanden, « *Controlling the atmospheric glow stability* », In 17th International Symposium on Plasma Chemistry, ISPC 17, Toronto Canada, (2005).
- [64] X. Bonnin, H. Piquet, N. Naudé, M. C. Bouzidi et N. Gherardi, « Design of a current converter to maximize the power into homogeneous Dielectric Barrier Discharge (DBD) devices », Eur. Phys. J. Appl. Phys., 64(1), p.1–8, (2013).
- [65] M. A. Diop, «Alimentation sans transformateur pour dispositif de décharge à barrière diélectrique (DBD) », Thèse de Doctorat de l'Université de Paul Sabatier, Toulouse, (2017).
- [66] S. Liu et M. Neiger, « Double discharges in unipolar-pulsed dielectric barrier discharge xenon excimer lamps », J. Phys. D: Appl. Phys., 36(13), p.1565–1572, (2003).
- [67] R. J. Carman, D. M. Kane et B. K. Ward, « *Enhanced performance of an EUV light source* $(\lambda = 84 \text{ nm})$ using short-pulse excitation of a windowless dielectric barrier discharge in *neon* », J. Phys. D: Appl. Phys., 43(2), p.1-11, (2010).
- [68] M. Ponce-Silva, J. Aguilar-Ramirez, E. Beutelspacher, J.M. Calderon et C. Cortes, « Single-Switch Power Supply based on the Class E Shunt Amplifier for Ozone Generators » Power Electronics Specialists (PESC), Annual IEEE. Conf., p.1380-1385, (2007).
- [69] C. Ordiz, J.M. Alonso, M.A. Dalla Costa, J. Ribas et A.J. Calleja, « *Development of a high-voltage closed-loop power supply for ozone generation* », Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC), Annual IEEE. Conf., p.1861-1867, (2008).
- [70] U. Kogelschatz, B. Eliasson et W. Egli, « *Dielectric- BarrierDischarges. Principle and Applications* », J. Phys. IV., 07(C4), p.47-66, (1997).
- [71] R. Diez Medina. « Alimentation de puissance d'une lampe exciplexe à décharge à barrière diélectrique, en vue du contrôle du rayonnement », Thèse de Doctorat de l'Université de Paul Sabatier, Toulouse, (2008).
- [72] T. Ikematsu, N. Hayashi, S. Ihara, S. Satoh et C. Yamabe, *« Advanced oxidation processes (AOPs) assisted by excimer lamp »*, Vacuum., 73(3-4), p.579–582, (2004).
- [73] L. A. Rosocha, «*Processing of hazardous chemicals using silent-discharge plasmas*» In Plasm Sci and Environ. p.261, Am. Inst. Of Phys, Woodbury, NY, (1997).
- [74] J.P. Bœuf, « *Plasma display panels: physics, recent developments and key issues* » J. Phys. D: Appl. Phys., 36(6), p. 53-79, (2003).
- [75] T. Callegari, « *Modélisation et diagnostics de décharges à barrières diélectriques pour écran à plasma* », Thèse de Doctorat de l'Université de Paul Sabatier, Toulouse, (2000).

- [76] U.N. Pal, A.K. Sharma, J.S. Soni, H. Khatun et M. Kumar, « *Electrical modelling approach for discharge analysis of a coaxial DBD tube filled with argon* », J. Phys. D: Appl. Phys., 42: 045213, (2009).
- [77] A. Flores, F. Rosendo, P. Eguiluz, R. López, A.M. Callejas, C. Raúl, V. Alvarado et B.D Samuel, « *Electrical model of an atmospheric pressure dielectric barrier discharge cell* » IEEE. Trans. Plasm. Sci., 37(1), p.128–134, (2009).
- [78] A.M. Lopez, H. Piquet, D. Patino, R. Diez et X. Bonnin, « Parameters identification and gas behavior characterization of DBD systems », IEEE. Trans. Plasm. Sci., 41(8), p.2335–2342, (2013).
- [79] I. Radu, R. Bartnikas et M.R.Wertheimer, « Dielectric barrier discharges in helium at atmospheric pressure: experiments and model in the needle-plane geometry », J. Phys. D: Appl. Phys., 36(11), p.1284–1291, (2003).
- [80] Y. Sakiyama et D.B. Graves, « *Finite element analysis of an atmospheric pressure RF-excited plasma needle* », J. Phys. D: Appl. Phys., 39(16), p.3451–3456, (2006).
- [81] R. Ben Gadri, J.R. Roth, T.C Montie et K. Kelly-Wintenberg, « *Sterilization and plasma processing of room temperature surfaces with a one atmosphere uniform glow discharge plasma (OAUGDP)* », Surf. Coat. Technol., 131(1-3), p.528–541, (2000).
- [82] D. Lee, J.M. Park, S. Hee Hong et Y. Kim, « Numerical simulation on mode transition of atmospheric dielectric barrier discharge in helium-oxygen mixture », IEEE. Trans. Plasm Sci., 33(2), p.949–957, (2005).
- [83] B. Lu, X.X. Wang, H.Y. Luoand et Z. Liang, « *Characterizing uniform discharge in atmospheric helium by numerical modeling* », China. Phys. Soc., 18(2), p.646–651, (2009).
- [84] C. Carlo, « The Boltzmann equation and its applications », Vol 67 of Applied Mathematical Sciences. Springer-Verlag, New York, (1988).
- [85] M. A. Liebermann, A. J. Lichtenberg, « *Principles of plasma discharges and materials processing* », A John Wiley & sons, INC Publication, 2nd Edition ISBN 0-471-72001-1 USA, (2005).
- [86] A.D. Richards, B.E. Thompson et H.H. Sawin, « *Continuum modeling of argon radio frequency glow discharge* », Appl. Phys. Lett., 50(9),492-494, (1987).
- [87] L. Thanh Doanh, « Étude d'une décharge à barrière diélectrique établie dans un mélange gaz rare halogène », Thèse de Doctorat de l'Université de Toulouse, (2011).
- [88] L.Bardoš et H. Barankova, « *Characterization of the cold atmospheric plasma hybrid source* », J. Vacuum. Sci & Technol. A., 23(4), p.933–937, (2005).
- [89] D.B. Graves et K. Jensen, « A continuum model of dc and rf discharges », IEEE. Trans. On Plasm. Sci., 14(2), p.78-91, (1986).
- [90] A. Saridj et A.W. Belarbi, « *Numerical modeling of a DBD in glow mode at atmospheric pressure* », J. Theor & Appl. Phys., 13, p.179 190, (2019).
- [91] F. Massines, N. Gherardi, A. Fornelli, et S. Martin, « *Atmospheric pressure plasma deposition of thin films by Townsend dielectric barrier discharge* », Surf. Coat. Tech., 200(5-6), p.1855–1861, (2005).
- [92] T. Makabe et Z. Lj. Petrovic, « *Plasma electronics applications in microelectronic device fabrication* », CRC Press Taylor & Francis Group, 2ème Edition, (2015).

- [93] Y.B. Golubovskii, V.A. Maiorov, J. Behnke et J.F. Behnke, «Modelling of the homogeneous barrier discharge in helium at atmospheric pressure », J. Phys. D: Appl. Phys., 36(1), p.39–49, (2002).
- [94] D. Wang, Y. Wang et C. Liu, « Multipeak behavior and mode transition of a homogeneous barrier discharge in atmospheric pressure helium », Thin. Solid. Films., 506-507, p.384–388, (2006).
- [95] C. Lazarou, D. Koukounis, A.S. Chiper, C. Costin, I. Topala et G. E. Georghiou, «Numerical modeling of the effect of the level of nitrogen impurities in a helium parallel plate dielectric barrier discharge », Plasm. Sour. Sci. Technol., 24:035012, 13p, (2015).
- [96] A. Bourdon, T. Darny, F. Pechereau, J-M. Pouvesle, P. Viegas, S. Iséni et E. Robert, «*Numerical and experimental study of the dynamics of a µs helium plasma gun discharge with various amounts of* N_2 *admixture* », Plasm. Sour. Sci. Technol., 25:035002, (2016).
- [97] F. Tochikubo, T. Chiba et T. Watanabe, « *Structure of low-frequency helium glow discharge at atmospheric pressure between parallel plate dielectric electrodes* » Jap. J. Appl. Phys., 38(9R), p.5244–5250, (1999).
- [98] C.P. Hill et P.R. Herman, « reaction processes in H_2^+ ($C^2 \Pi_u \rightarrow A^2 \Sigma_g^+$) flash lamp » Phys. Rev., 47(6), p.4837-4844, (1993).
- [99] T. Quinteros, H. Gao, D. R. De Witt, R. Schuch, S. Pajek, S. Asp et D. Belkic, « *Recombination of D*⁺ and He⁺ ions with low energy free electrons », Phys. Rev., 51(2), p.1340–1346, (1995).
- [100] J. M. Pouvesle, A. Bouchoule et J. Stevefelt, « Modeling of the charge transfer afterglow excited by intense electrical discharges in high pressure Helium nitrogen mixtures » J. Chem. Phys., 77(2), p.817–825, (1982).
- [101] A. Cenian, A. Chernukho et V. Borodin, « *Modeling of plasma-chemical reactions in gas mixture of CO*₂ *laser* », Contrib. Plasm. Phys., 35(3), p.273–296, (1995).
- [102] I. A. Kossyl, A. Yu Kostinsky, A. A. Matveyev et V. P. Silakov, « Kinetic scheme of the nonequilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures », Plasm. Sour. Sci. Technol., 1(3), p.207–220, (1992).
- [103] A. Hamid, « Modélisation numérique mono et bidimensionnelle d'une décharge luminescente en régime continu basse pression », Thèse de doctorat de l'Université des sciences et de technologie USTO- MB- Algérie, (2005).
- [104] B.N. Chapman, « Glow Discharge Process », Wiley, New York, (1980).
- [105] Y.P. Raiser, « Gas discharge physics », Springer-Verlag, (1991).
- [106] S. Lemoing, « Mise en évidence, par modélisation numérique, des mécanismes fondamentaux caractérisant le fonctionnement d'une décharge luminescente contrôlée par barrières diélectriques établie à la pression atmosphérique dans l'azote » Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier, (2000).
- [107] G.J.M. Hagelaar, F.J. Dehoog et G.M.W. Kroesen, *« Boundary conditions in fluid models of gas discharges »*, Phys. Rev., 62(1), p.1452-1454, (2000).
- [108] N. P. Lockwood, « Investigation of radio frequency discharges and langmuir probe diagnostic methods in a fast flowing electronegative background gas », Ph.D Thesis, Air Force Institute of Technology, USA, (2007).

- [109] T. Martens, «*Numerical simulations of dielectric barrier discharges* », Ph.D Thesis University of Antwerpen, Belgique, (2010).
- [110] L. Mangolini, C. Anderson, J. Heberlein et U. Kortshagen, « Effects of current limitation through the dielectric in atmospheric pressure glows in helium », J. Phys. D: Appl. Phys., 37(7), p.1021–1030, (2004).
- [111] R. Ben Gadri, « Modélisation numérique du régime luminescent d'une décharge contrôlée par barrière diélectrique et établie à pression atmosphérique », Thèse de doctorat de l'Université de Paul Sabatier Toulouse, (1997).
- [112] I. Radu, R. Bartnikas et M.R. Wertheimer, « Dielectric barrier discharges in atmospheric pressure helium in cylinder-plane geometry: experiments and model », J. Phys. D: Appl. Phys., 37(3), p.449–462, (2004).
- [113] R. Bartnikas I. Raduand et M.R. Wertheimer, « Dielectric electrode surface effects on atmospheric pressure glow discharges in helium », IEEE. Trans. Plasm. Sci., 35(5), p.1437–1447, (2007).
- [114] I. Enachea, N. Naudé, J.P. Cambronne, N. Gherardib, et F. Massines, « *Electrical model of the atmospheric pressure glow discharge (APGD) in helium* », Eur. Phys. J. Appl. Phys., 33(1), p.15–21, (2006).
- [115] A. Flores, F. Rosendo, P. Eguiluz, R. López, A.M. Callejas, C. Raúl, V. Alvarado et D.B. Samuel, *«Electrical Model of an Atmospheric Pressure Dielectric Barrier Discharge Cell »* IEEE. Trans. Plasm. Sci., 37(1), p.128–134, (2009).
- [116] Z. Fang, J. Shengchang, J. Pan, T. Shao et C. Zhang, « Electrical Model and Experimental Analysis of the Atmospheric-Pressure Homogeneous Dielectric Barrier Discharge in He » IEEE. Trans. Plasm. Sci., 40(3), p.883-891, (2012).
- [117] A.M. Lopez, H. Piquet, D. Patino, R. Diez, et X. Bonnin, « Parameters Identification and Gas Behavior Characterization of DBD Systems », IEEE. Trans. Plasm. Sci., 41(8), p.2335–2342, (2013).
- [118] M. Bedoui, A. W. Belarbi et S. Habibes, « *Macroscopic modeling of the glow dielectric barrier discharge (GDBD) in helium* », Eur. J.of Elec. Engin., 20(1), p. 89-103, (2018).
- [119] M. Mankour, « Modélisation numérique d'une décharge luminescente à la pression atmosphérique », Thèse de doctorat de l'Université des sciences et de technologie USTO- MB- Algérie, (2013).
- [120] A. Saridj, « Étude du comportement d'une décharge électrique homogène à la pression atmosphérique », Mémoire de Magister de l'Université des sciences et de technologie USTO- MB- Algérie, (2010).
- [121] C.D. Munz, « On the numerical dissipation of high resolution schemes for hyperbolic conservation laws », J. Comput. phys., 77(1), p.18-39, (1988).
- [122] D. L. Scharfetter et H. K. Gummel, «Large Signal analysis of a Silicon Read Diode Oscillator », IEEE. Trans, Electron Devices., 16(1), p.64-77, (1969).
- [123] J. P. Nougier, « Méthode de calcul numérique », 2ème Edition Masson, Paris, (1985).
- [124] E. Hairer, et G. Wanner, « Solving Ordinary Differential Equations », II. Springer Berlin (2002).

- [125] M, Mankour, K, Hartani et A.W. Belarbi, « *Modeling of glow discharge in dielectric* barrier », Indian. J. Pure & Appl. Phys., 54(11), p.701–712, (2016).
- [126] A. A. Kulikovsky, «A more accurate Scharfetter-Gummel algorithm of electron transport for semiconductor and gas discharge simulation », J. Comput. Phys., 119(1), p.149–155, (1995).
- [127] M, Mankour, A.W. Belarbi et K, Hartani, « *Modeling of atmospheric glow discharge characteristics* », Rom. J. Phys., 65(1), p. 230–245, (2013).
- [128] K. G. Marchand, « *Computational model of one-dimensional dielectric barrier discharges* » Master Thesis, Air Force Institute of Technology, USA, (2005).
- [129] H. William, «*MN Approach to Modeling Plasma Actuators* », UF/GERC (Shalimar, FL), (2004).
- [130] J-P. Boeuf, «*Numerical model of RF glow discharges* », Phys. Rev. A., 35 (6), p.2782-2792, (1987).
- [131] D. Allen, «*Tridiagonal Solver Method* », http://www.interscience.wiley.com:8100/legacy/ college/epperson/0471316474/java/chapter2/TridiagonalSolver.java.pdf. (2004).
- [132] Y. Zhang, D. Dai, W. Ning et L. Li, «Influence of electron backflow on discharge asymmetry in atmospheric helium dielectric barrier discharges », Aip. Advances., 8:095327, p.1-17, (2018).

LISTE DES TRAVAUX

Revues internationales :

• A. Saridj et A.W. Belarbi, « *Numerical modeling of a DBD in glow mode at atmospheric pressure* », J. Theor & Appl. Phys., 13, p.179 – 190, (2019).

Conférences et séminaires internationales :

- A. Saridj, A.W. Belarbi et M. Bedoui et, « *Simulation numérique du comportement d'une décharge contrôlée par barrière diélectrique dans l'hélium à la pression atmosphérique »* 5th International Conference on Electrotechnics, ICEL'2013. University of Sciences and Technology of Oran-USTO-MB. Oran. Algeria, (2013).
- A. Saridj, M. Bedoui, A.W. Belarbi et M. Mankour « Étude et analyse des propriétés électriques d'un plasma de décharge électrique hors d'équilibre à la haute pression », 2nd International Conference on Plasmas Physics, SIPP'2013, Kasdi Merbah University of Ouargla. Algeria, (2013).
- A. Saridj, A. Hebib et A.W. Belarbi, « Simulation numérique bidimensionnelle d'une décharge luminescente en régime continu dans l'argon a la basse pression », 2nd International Conference on Plasmas Physics, SIPP'2013, Kasdi Merbah University of Ouargla. Algeria, (2013).
- A. Saridj, A. W. Belarbi et H. Habel, « *Silicium monocristallin dans la technologie photovoltaïque et étude de l'influence des caractéristiques électriques d'un panneau PV* » 5th International Conference on Electrotechnics, ICEL'2013. University of Sciences and Technology of Oran-USTO-MB. Oran. Algeria, (2013).
- A. Saridj, A.W. Belarbi et M. Mankour, « Modélisation numérique d'une décharge luminescente à barrière diélectrique établie à la pression atmosphérique », 1st International Conference on Plasmas Physics, SIPP'2011. Kasdi Merbah University of Ouargla. Algeria, (2011).
- M. Bedoui, A. Saridj, A.W. Belarbi, « *Étude paramétrique d'une décharge à barrière dans l'hélium* », 5th International Conference on Electrotechnics, ICEL'2013. University of Sciences and Technology of Oran-USTO-MB. Oran. Algeria, (2013).
- M. Bedoui, A. Saridj, A.W. Belarbi, « *Modélisation numérique d'une décharge luminescente contrôlée par barrière diélectrique* », 2nd International Conference on Plasmas Physics, SIPP'2013, Kasdi Merbah University of Ouargla. Algeria, (2013).
- M. Mankour, A.W. Belarbi et A. Saridj, « *Simulation spatio-temporelle d'une décharge à barrière diélectrique* », 4th International Conference on Electrotechnics, ICEL'2009. University of Sciences and Technology of Oran-USTO-MB. Oran. Algeria, (2009).