



République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur
et de la Recherche Scientifique
Université de Tissemsilt



Faculté des Sciences et de la Technologie
Département des Sciences et de la Technologie

Mémoire de fin d'études pour l'obtention du diplôme
de Master académique en

Filière : **Electronique**

Spécialité : **Instrumentation**

Présenté par : **NAOUI Sofiane**

Thème

Etude des propriétés électriques d'une décharge continue en utilisant un modèle fluide

Soutenu le:20/06/2022

Devant le Jury :

Nail Bachir	Président	M.C.B.	Univ-Tissemsilt
Habel Elhadj	Encadreur	M.C.B..	Univ-Tissemsilt
Marich Mohamed	Examineur	M.C.B.	Univ-Tissemsilt

Année universitaire : 2021-2022

REMERCIEMENTS ET DEDICACES

REMERCIEMENTS

Tout d'abord je tiens à remercier ALLAH le tout puissant de m'avoir donné la santé, la volonté, le courage et la patience pour réaliser ce travail. Mes remerciements et ma grande gratitude s'expriment envers M. Habel ElHadj, d'avoir accepté d'être mon encadreur. Ses conseils et ses encouragements ont permis à ce travail d'aboutir. Ses capacités scientifiques et ses compétences étaient mon grand support. Un remerciement particulier aux personnes particulières, à mes parents, mes frères et sœurs et toute ma famille de m'avoir aidé à surmonter tous les obstacles et à me forger à travers les difficultés vécues durant toute cette période de travail. Remerciements spéciaux à mon frère aîné Yahi Mohamed pour m'avoir accompagné personnellement avant et pendant le début de travail afin qu'il ne m'épargne aucun effort et je lui souhaite du succès dans sa vie. Je remercie également mes amis « Zeradna Benyoucef, Djamel Cherouag, Rachedi Oussama » qui ont été continuellement présents, qui m'ont épaulé par leurs aides, soutiens et encouragements.

Naoui Sofiane

DEDICACES

Je dédie ce travail :

A ma tendre mère, En témoignage de votre affection, votre sacrifice et vos précieux conseils qui m'ont Conduit à la réussite dans tous ce que je fais, je t'aime maman.

A mon cher Père qui a su se montrer patient, compréhensif et encourageant, durant tout le parcours de mes études.

A mes frères, sœurs et tous mes proches.

A tous ceux qui mon aidé afin de réaliser ce travail, et aussi au premier d'entre eux, mon grand frère Yahi Mohamed et à tous ceux que j'aime et qui m'aiment.

Naoui Sofiane

Etude des propriétés électriques d'une décharge continue en utilisant un modèle fluide

RÉSUMÉ

Ce travail présente les propriétés et les caractéristiques électriques fondamentales de la décharge électrique en régime continu. La modélisation de ces décharges est basée notamment sur les équations de conservation des différentes particules ou bien sur l'équation de Boltzmann. Le modèle fluide proposé dans ce travail est un modèle auto-cohérent à une dimension formé par les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann. Il s'agit des équations de continuité et de transfert de la quantité de mouvement qui sont fortement couplées à l'équation de Poisson pour déterminer le champ électrique. La fermeture du système d'équations est assurée par l'approximation du champ local. La résolution numérique des équations de transport de la décharge luminescente est assurée exclusivement par l'algorithme de Thomas après discrétisation par le schéma de différences finies implicite à flux exponentiel. Notre modèle permet de présenter les variations spatiales du potentiel, du champ électrique, de la densité électronique et ionique.

MOTS CLE

Décharge continue

Modèle fluide

Equation de Boltzmann

Study of the electrical properties of a discharge continues using a fluid model

ABSTRACT

This work presents the properties and the fundamental electric characteristics of the electric discharge in continuous regime. The modeling of these discharges is based in particular on the conservation equations of the different particles or on the Boltzmann equation. The fluid model proposed in this work is a one-dimensional self-consistent model formed by the first two moments of the Boltzmann equation. These are the continuity and momentum transfer equations which are strongly coupled to the Poisson equation to determine the electric field. The closure of the system of equations is ensured by the local field approximation. The numerical resolution of the transport equations of the glow discharge is ensured exclusively by the Thomas algorithm after discretization by the exponential flow implicit finite difference scheme. Our model makes it possible to present the spatial variations of the potential, of the electric field, of the electronic and ionic density.

KEY WORDS

Continuous discharge

Fluid model

Boltzmann equation

دراسة خصائص التفريغ الكهربائي المستمر باستعمال النموذج السائل

ملخص

. يعرض هذا العمل الخصائص والخصائص الكهربائية الأساسية للتفريغ الكهربائي في النظام المستمر. تعتمد نمذجة هذه التصريفات بشكل خاص على معادلات الحفظ للجسيمات المختلفة أو على معادلة بولتزمان. النموذج المانع المقترح في هذا العمل هو نموذج متماسك ذاتي البعد أحادي البعد يتكون من اللحظتين الأوليين من معادلة بولتزمان. هذه هي معادلات الاستمرارية ونقل الزخم المقترنة بقوة بمعادلة بواسون لتحديد المجال الكهربائي. يتم ضمان إغلاق نظام المعادلات بتقريب المجال المحلي. يتم ضمان الدقة العددية لمعادلات النقل الخاصة بتفريغ التوهج حصرياً بواسطة خوارزمية توماس بعد التقدير بواسطة مخطط الفروق المحدودة الضمني للتدفق الآسي. يتيح نموذجنا إمكانية تقديم الاختلافات المكانية للجهد ، والمجال الكهربائي ، والكثافة الإلكترونية والأيونية.

كلمات مفتاحية

التفريغ المستمر

نمط السوائل

معادلة بولتزمان

SOMMAIRE

REMERCIEMENTS ET DEDICACE

RESUME

SOMMAIRE

LISTE DES FIGURES

INTRODUCTION GENERALE 1

CHAPITRE I : GENERALITE SUR LA DECHARGE ELECTRIQUE

I.1.INTRODUCTION	3
I.2CLASSIFICATION DES PLASMAS	3
I.3 GENERALITES SUR LES DECHARGES ELECTRIQUES.....	4
I.4 RAPPEL SUR LES DECHARGES DC.....	5
I.5 DECHARGES LUMINESCENTES DC.....	8
I.5.1 TYPES DE DECHARGES LUMINESCENTES	8
I.5.2 DIFFERENTES REGIONS DE LA DECHARGE LUMINESCENTE NORMALE	8
I.6 APPLICATION DES DECHARGES LUMINESCENTES.....	10
I.6.1 PULVERISATION ET DEPOT DE COUCHES MINCES	10
I.6.2 PULVERISATION ET GRAVURE	10
I.6.3 NITRURATION	11
I.6.4 PANNEAUX A PLASMA	11
I.7 CONCLUSION	12

CHAPITRE II : DESCRIPTION DU MODELE FLUIDE

II.1 INTRODUCTION.....	14
II.2 MODELES AUTO COHERENTS D'UN PLASMA FROID HORS EQUILIBRE	14
II.3 DIFFERENTS MODELE PHYSIQUE DE LA DECHARGE	15
II.3.1 MODELE PARTICULAIRE	15
II.3.2 MODELE FLUIDE	16
II.3.2.1 APPROXIMATION DU CHAMP LOCAL.....	18
II.3.3 MODELE HYBRIDE	19
II.4 FORMULATION DU MODELE FLUIDE	20
II.5 CONDITIONS AUX LIMITES	21
II.6 CONDITIONS INITIALES	21
II.3 CONCLUSION.....	22

CHAPITRE III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

III.1INTRODUCTION	24
III.2 DISCRETISATION DES EQUATIONS DE TRANSPORT	24
III.3 LE METHODE DE SOLUTION	24
III.4 DONNEES DE BASE UTILISEES DANS LA SIMULATION	28
III 5. RESULTATS ET DISCUSSIONS	29
III.5.1 VARIATIONS SPATIALE DES DENSITES ELECTRONIQUE ET IONIQUE	29
III.5.2 VARIATIONS SPATIALE DES POTENTIELLE ET CHAMPS ELECTRIQUE ET IONIQUE	31
III.6 CONCLUSION	32
CONCLUSION GENERALE	34
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	36

Figure I. 1 : Dispositif de référence étudié par Townsend	6
Figure I. 2: Tension de claquage en fonction du produit pression distance inter- électrode pour différents gaz (courbes de Paschen)	6
Figure I. 3 : Schéma de la caractéristique courant - tension d'une décharge électrique	7
Figure I. 4 : Représentation schématique des différentes régions d'une décharge luminescente normales.	9
Figure II. 1 : Schématisation du couplage entre le module fluide et le module Monte Carlo dans le modèle hybride	19
Figure III. 1 : Distribution spatiale de la densité électronique	30
Figure III.2 : Distribution spatiale de la densité ionique	30
Figure III.3 : Distribution spatiale du potentiel électrique	31
Figure III. 4 : Distribution spatiale du champ électrique	32

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Le domaine de l'ingénierie des plasmas froids s'est développé durant les dernières décennies pour couvrir un grand nombre d'applications dont les retombées économiques sont importantes.

Les plasmas de décharges réalisés au laboratoire et utilisés pour des applications technologiques sont des milieux faiblement ionisés contenant des électrons libres, des ions positifs et éventuellement des ions négatifs. Selon les valeurs de températures et/ou de degré d'ionisation ces plasmas peuvent être classés en deux grandes catégories : les plasmas thermiques et les plasmas non thermiques hors équilibre. Selon les techniques utilisées pour les générer, la pression appliquée et la géométrie des électrodes, les plasmas hors équilibre se présentent sous différentes formes telles que la décharge luminescente, couronne ou encore les décharges à barrière diélectrique. La décharge luminescente est une décharge obtenue le plus souvent à basse pression (moins de 10 mbar), entre deux électrodes planes.

Ce travail est partagé en trois chapitres, dans le premier chapitre, nous allons présenter des notions de base sur les plasmas et des généralités sur les décharges électriques en régime continu. Encore, nous allons exposer les principales applications de la décharge.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation les différents modèles physiques permettant de décrire l'évolution des propriétés de la décharge luminescente continu. Cette description peut se faire soit de manière macroscopique en étudiant les grandeurs moyennes du plasma, on parle alors de modèles fluides, soit de manière microscopique et on parle alors de modèles particulaires. Le modèle hybride dans lequel les deux approches microscopique et macroscopique sont combinées pour décrire le comportement du plasma est aussi présenté. Dans cette partie, nous allons faire une description sur le modèle fluide qui est utilisé dans cette étude, ce modèle basé sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann.

Dans le dernier chapitre, nous allons montrer les distributions spatiales à une dimension de principales caractéristiques de la décharge en régime continu, il s'agit du potentiel électrique, du champ électrique, des densités électrique et ionique.

Enfin, nous allons présenter une conclusion générale qui reprend l'ensemble des résultats importants.

Chapitre I

GENERALITES SUR LA DECHARGE ELECTRIQUE

I.1. INTRODUCTION:

La physique des plasmas existe depuis 1920 mais le terme plasma a été introduit en 1928 par le physicien américain I. Langmuir. Elle est née de l'étude des décharges dans le gaz. Dans la nature, le plasma constitue le quatrième état de la matière et fait suite dans l'ordre croissant des températures, aux états solide, liquide et gazeux. La phase plasma correspond à l'équilibre thermodynamique, à l'ionisation totale d'un gaz par collisions entre les particules neutres. Cette situation ne peut être atteinte, dans ces conditions qu'à très haute température (supérieure à 50000 °K) afin que l'énergie d'agitation thermique soit du même ordre de grandeur que le seuil d'ionisation des neutres.

L'appellation plasma devrait être réservée aux gaz complètement ionisés et globalement neutres. Cela conduit à une grande diversité de situations physiques, puisqu'un grand nombre de plasma de laboratoire sont hors équilibre thermodynamique, l'ionisation résultant des collisions entre électrons et neutres [les électrons accélérés par un champ électrique extérieur, ont alors une température élevée par rapport à celle des neutres].

Cette dernière se fait par le transfert de l'énergie cinétique des électrons aux molécules neutres du gaz, et dans ce cadre il existe deux types de collisions entre ces éléments :

- les collisions élastiques, sont responsables de la conduction et de la diffusion de la chaleur. Elles conduisent essentiellement à un changement de trajectoire des particules et des transferts d'énergie cinétique, sans modification des énergies internes.
- les collisions inélastiques, sont responsables de changements au niveau de l'énergie interne des molécules, de la nature des particules (ionisation, dissociation, attachement électronique, etc.), en fonction de l'énergie cinétique des électrons. Ces collisions participent à la réactivité chimique des plasmas.[1]

I.2. CLASSIFICATION DES PLASMAS:

Devant cette difficulté de classification, on caractérise les plasmas à partir de leur degré d'ionisation, leur densité et leur température électronique.

La physique des plasmas tient une place très importante dans l'étude des milieux naturels (astrophysique) et des gaz ionisés produits en laboratoire.

Dans l'industrie on distingue trois familles de plasmas:

- ❖ Les plasmas chauds: correspondants à des températures supérieures à 10⁶ K (l'objectif étend de produire de l'énergie électrique à partir de la fusion contrôlée)
- ❖ Les plasmas thermiques: caractérisés par des températures de fonctionnement supérieures à 3000 K (utilisation des décharges d'Arc pour la soudure, la dépollution, ...). Ces plasmas froids thermiques sont donc généralement à l'équilibre thermodynamique local (ETL).
- ❖ Les plasmas non- thermiques froids: les ions et les neutres restent à des températures inférieures à 1000 K, alors que les électrons sont à des températures élevées (applications au traitement de surface, à l'élaboration de matériaux nouveaux, à la dépollution à la génération d'Ozone, à la chimie assistée par plasma,...)[1] .

I.3. GENERALITES SUR LES DECHARGES ELECTRIQUES:

Les plasmas de décharges réalisés au laboratoire et utilisés pour des applications technologiques sont des milieux faiblement ionisés contenant des électrons libres, des ions positifs et éventuellement des ions négatifs. Selon les valeurs de températures et/ou de degré d'ionisation ces plasmas peuvent être classés en deux grandes catégories : les plasmas thermiques et les plasmas non thermiques hors équilibre [Selon les techniques utilisées pour les générer, la pression appliquée et la géométrie des électrodes, les plasmas hors équilibre se présentent sous différentes formes telles que la décharge luminescente, couronne ou encore les décharges à barrière diélectrique.

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

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

La décharge couronne est une décharge non homogène, générée à pression atmosphérique dans un système d'électrodes fortement dissymétriques (i.e système pointe-plan) En effet, lors de la décharge, l'électrode de faible rayon de courbure soumise à une

haute tension est le siège d'un fort champ électrique, qui constitue le facteur clé dans l'ionisation des espèces neutres présentes dans le gaz.

La décharge à barrière diélectrique, ou ce qu'on appelle aussi la décharge silencieuse, combine le large volume d'excitation de la décharge glow avec la caractéristique haute pression de la couronne. Dans ce type de décharges, un diélectrique couvre l'une des électrodes. La surface entière de l'électrode devient effective pour les réactions chimiques. La DBD est initiée en chaque point du gap. Les charges ainsi cumulées sur le diélectrique forment un champ électrique qui s'oppose au champ appliqué et permet d'interrompre le courant pendant quelques nanosecondes. La durée du pulse de courant dépend de la pression, des propriétés du gaz ainsi que de la nature du matériau diélectrique[1].

Tableau I.1: Paramètres caractéristiques des décharges dans les gaz. [2]

	Discharge GLOW	Décharge couronne	BD ou décharge silencieuse
pression	<10mbar a 1 atm récemment	1bar	1bar
Champ électrique	10V/cm	0.5-10KV/cm, variable	0.1-100KV/cm, variable
Champ électrique réduit	50Td	2-200Td, variable	1-500 Td

Les mécanismes à l'origine de l'initiation et du maintien des décharges électriques sont multiples. Ils dépendent des techniques utilisées pour l'initiation et des conditions ambiantes de pression et de composition des gaz plasmagènes [3]. Les décharges continues basses pression qui furent les systèmes les plus étudiés dans le cadre de ce travail.

I.4. RAPPEL SUR LES DECHARGES DC :

La décharge électrique est un phénomène qui se produit lors du passage d'un courant électronique dans un gaz. Les premières études sur les mécanismes d'initiation de décharge ont été menées par Townsend au début des années 1930 [4]. Le dispositif étudié est représenté schématiquement sur la figure I.1. Il est composé de deux électrodes métalliques planes soumises à une tension continue V et séparées par une distance d . Le dispositif est placé dans une enceinte fermée, contenant un gaz dont la pression P est de l'ordre du torr.

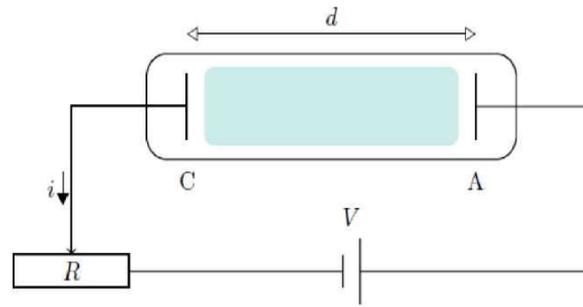


Figure I.1: Dispositif de référence étudié par Townsend.[4]

Les gaz étant de bons isolants, aucun courant ne les traverse. Mais si la tension dépasse une valeur critique V_d dite tension disruptive ou tension de claquage, il y a claquage : on mesure brutalement une intensité dans le circuit et on observe par la suite une émission lumineuse. La valeur de la tension disruptive est donnée par les courbes de Paschen (1916) [5], représentées sur la figure I.2 et qui sont fonction du produit de l'épaisseur d par la pression P et dépendent également de la composition du gaz. On remarque que la tension de claquage présente un minimum pour une certaine valeur du produit $p \cdot d$.

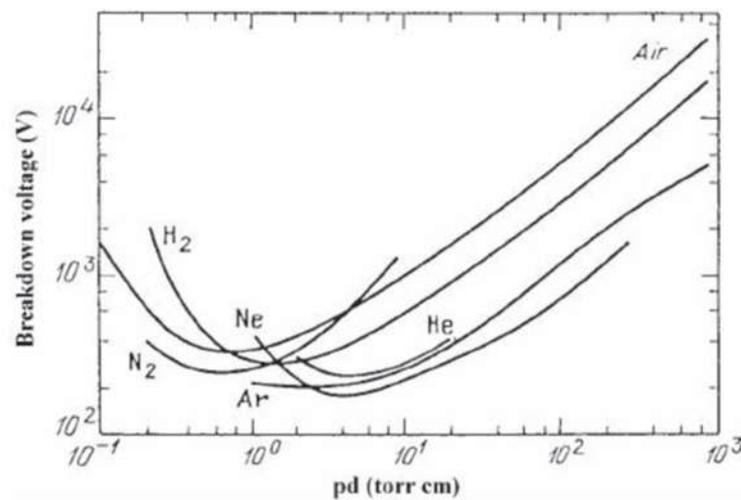


Figure I.2 : Tension de claquage en fonction du produit pression distance inter-électrode pour différents gaz (courbes de Paschen) [5].

Une fois la décharge amorcée, différents régimes sont observés en fonction du potentiel V appliqué. On peut représenter la caractéristique typique courant - tension par le schéma de la figure I.3.

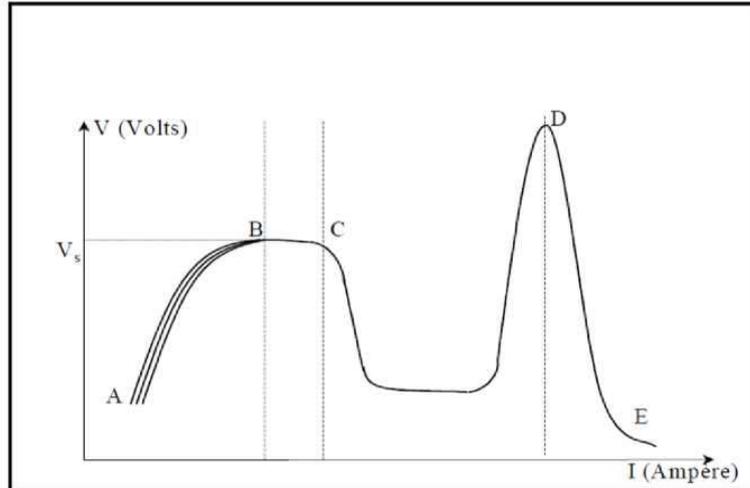


Figure I.3 : Schéma de la caractéristique courant - tension d'une décharge électrique.[6]

La figure I.3 donne un aperçu sur les différents types de décharges apparaissant lorsque l'on fait varier la tension (V).

Le gaz est initialement isolant. Puis, si on commence par appliquer une tension faible, un courant apparaît, dû au déplacement des électrons germes déjà présents dans le gaz en raison de l'ionisation produite par des agents extérieurs (rayonnement UV par exemple). Si le processus extérieur d'émission d'électrons s'arrête (arrêt de l'éclairement par exemple), la décharge cesse et ne s'entretient pas par elle-même, c'est donc une décharge non autoentretenu ou décharge non autonome (région AB). En revanche, pour un courant plus important, les ions formés par ionisation arrivant à la cathode peuvent extraire d'autres électrons par processus d'émission secondaire. La décharge devient autonome et le courant n'est plus limité que par le circuit extérieur. On parle alors d'une décharge de Townsend ou décharge sombre (région BC). Dans tout le domaine ABC, la charge d'espace est négligeable (l'intensité du courant électrique est faible) et la distribution du champ électrique ne dépend que de la géométrie des électrodes et de la tension appliquée. Puis, si l'on augmente davantage le courant, on atteint la zone des décharges lumineuses (région CD). Le tube devient assez lumineux et le potentiel V décroît.[6]

La luminosité n'est pas homogène (apparition de régions lumineuses et sombres), le champ électrique n'est plus uniforme et les effets de charge d'espace deviennent importants.

Enfin, lorsque le courant est suffisamment important, la tension recommence à décroître, on atteint le régime d'arc électrique (région DE). Les électrons qui étaient émis jusqu'ici à la cathode sous l'effet du bombardement ionique, le deviennent par effet thermoélectronique.

Le gaz est maintenant complètement conducteur. Il est à noter que cette théorie est seulement adaptée pour décrire les décharges à faible produit $P \cdot d$, la théorie de Townsend n'est cependant plus valable pour décrire les décharges à haute pression [6]. En effet, lorsque le produit Pd dépasse un certain seuil de l'ordre de 300-500 torr.cm selon le gaz considéré les propriétés de la décharge sont profondément modifiées. Les modifications portent essentiellement sur le régime de Townsend et sur la décharge luminescente, tandis que les arcs à haute pression ne diffèrent pas essentiellement des arcs à basse pression. Pour l'étude de ce type de décharge on peut se référer aux ouvrages cités dans les références [6-7]. Le domaine de travail pour les procédés de dépôt par plasma froid est celui des décharges luminescentes (région CD) basse pression.

I.5. DECHARGES LUMINESCENTES DC :

I.5.1. TYPES DE DECHARGES LUMINESCENTES :

On distingue généralement trois types de décharges luminescentes [7]:

❖ Décharge luminescente subnormale :

Après la zone de la décharge de Townsend, si le courant de la décharge augmente, le potentiel décroît d'abord rapidement puis lentement jusqu'à atteindre une valeur constante : c'est le régime subnormal. Le courant est faible et la décharge n'occupe qu'une partie de la cathode.

❖ Décharge luminescente normale :

Dans ce régime, le potentiel de la décharge reste constant même si le courant devient plus important, cette propriété a été utilisée pour produire des sources de tension constante.

❖ Décharge luminescente anormale :

Elle apparaît lorsque le courant i est supérieur à J_S ($i > J_S$), où S est l'aire totale de la cathode. Le courant et le potentiel augmentent ensemble. La décharge s'établit sur n'importe quelle surface autour de la cathode (Supports, câbles métalliques, etc.).

I.5.2. DIFFERENTES REGIONS DE LA DECHARGE LUMINESCENTE

NORMALE :

La décharge luminescente se différencie facilement de la décharge de Townsend car l'espace inter-électrodes est divisé en une série de régions lumineuses et sombres. Celles-ci sont caractérisées par des propriétés électriques qui leur sont propres.

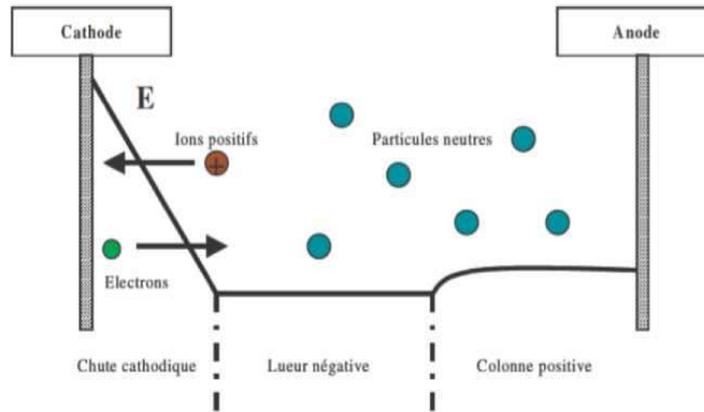


Figure I.4: Représentation schématique des différentes régions d'une décharge lumineuse normale [8].

La figure I.4 représente les différentes régions existant dans le cas de deux électrodes planes et parallèles placées dans un tube cylindrique rempli de gaz à une pression comprise entre quelques milliers de torr jusqu'à quelques torr. Les principales régions sont [8]:

❖ **Région sombre de chute cathodique ou gaine :**

Une zone de charge d'espace positive située entre le plasma et les électrodes crée un champ électrique intense qui agit sur les particules chargées : les électrons sont accélérés vers le plasma alors que les ions sont accélérés vers les parois. Les électrons gagnent de l'énergie dans la chute cathodique, pour ioniser et exciter les particules neutres du gaz.

❖ **Région de la lueur négative :**

Dans cette zone le champ électrique est faible et les électrons ne peuvent plus gagner d'énergie. L'énergie accumulée est déposée sous forme d'excitation et d'ionisation des neutres du gaz. Un grand nombre d'atomes se désexcite en émettant des photons qui sont à l'origine de la forte luminosité de cette région. C'est la partie la plus lumineuse de la décharge

❖ **Région de la colonne positive :**

Pour une pression P constante et une distance inter-électrodes suffisamment élevée, la colonne positive peut apparaître. Dans cette région le champ électrique augmente localement permettant aux électrons d'ioniser le gaz et ainsi compenser les pertes des espèces chargées par recombinaison, attachement et diffusion aux parois. L'importance relative des différentes zones qui viennent d'être présentées dépend de la nature du gaz, de la distance inter-électrodes, de la pression et du potentiel appliqué aux électrodes. Il est important de mentionner que seules la lueur négative et la colonne positive sont des zones neutres et constituent de ce fait un plasma. Elles diffèrent cependant par le mode d'accélération des

électrons causant l'ionisation. Dans le cas de la lueur négative, les électrons gagnent leur énergie à l'extérieur (i.e. dans la gaine cathodique), tandis que dans le cas de la colonne positive c'est le champ électrique qui confère leur énergie aux électrons[9].

I.6. APPLICATION DES DECHARGES LUMINESCENTES :

Les décharges luminescentes ont de nombreuses applications industrielles. Quelques-unes sont brièvement décrites dans ce qui suit [9].

I.6.1. PULVERISATION ET DEPOT DE COUCHES MINCES :

La cible, constituée du matériau à déposer (Ti par exemple), est placée à la cathode. Un gaz inerte à faible pression (Argon) est introduit dans le tube de dérive. L'action du champ électrique sur les électrodes provoque l'ionisation de l'argon de sorte qu'une décharge luminescente classique puisse rapidement s'établir. Les ions d'argon formés dans la chute cathodique vont, dans ces conditions, interagir avec la cathode provoquant la pulvérisation des atomes de titane. Ces atomes vont ensuite diffuser dans le plasma suivant des directions aléatoires si bien qu'une partie de ces atomes pulvérisés va atteindre l'anode et se déposer sur le substrat en formant une couche mince. Il est clair que le taux de formation des couches minces dépend, en particulier, de la qualité des atomes pulvérisés qui à leur tour dépendent du flux d'ions créé dans la chute cathodique. A travers cet exemple simplement décrit, on entrevoit la nécessité de maîtriser les caractéristiques de la décharge luminescente pour tenter d'optimiser les rendements du processus (choix du gaz, de la pression, des conditions électriques tension-courant de la décharge, du type d'alimentation RF ou DC, de l'utilisation d'un champ magnétique : système magnétron, etc...)[9].

I.6.2. PULVERISATION ET GRAVURE :

Dans l'exemple précédent, le matériel est pulvérisé sélectivement de la surface en utilisant un masque approprié, il se produit alors un procédé de gravure sèche (bien connu pour ses applications en micro-électronique). Les qualités de la gravure par plasma par rapport à la gravure chimique sont notamment l'anisotropie de la gravure. En effet, comme la pulvérisation qui se fait par impact ionique se déplace le long des lignes de champ dans la gaine cathodique, on comprend aisément l'obtention de profils de gravure très anisotropes car la cathode (qui est une équipotentielle) est perpendiculaire aux lignes de champ. Le procédé de pulvérisation-gravure peut être lui aussi obtenu in situ dans une décharge luminescente classique. Dans ce cas, la maîtrise des paramètres électriques des décharges luminescentes et plus particulièrement de la gaine cathodique est un des éléments essentiels pour optimiser les caractéristiques du procédé [9].

I.6.3. NITRURATION :

Ce procédé consiste à faire diffuser de l'azote dans un substrat en vue d'obtenir superficiellement de nouvelles structures métallographiques recherchées pour leurs caractéristiques mécaniques et physiques. En effet, il est possible d'augmenter la dureté du matériau, sa résistance au grippage, ses limites de fatigues, etc... Plusieurs méthodes de nitruration ont été développées dont la nitruration ionique appelée aussi ionituration ou nitruration sous plasmas froids ou encore nitruration sous décharges lumineuses. La nitruration ionique s'effectue dans une enceinte sous vide dans laquelle on a introduit un gaz contenant de l'azote sous une pression partielle de quelques Torr. Les pièces à traiter sont mises au potentiel cathodique d'un générateur de tension continue pulsée. On provoque une décharge lumineuse entre les pièces et l'anode. Les espèces actives ainsi formées recouvrent alors les pièces que l'on voulait traiter. Là encore, la lumineuse est essentielle à la maîtrise et l'optimisation du procédé de nitruration [9].

I.6.4. PANNEAUX A PLASMA :

Ce sont des dispositifs de visualisation à écran plats utilisés pour l'affichage de données numériques ou alphanumériques. Un panneau à plasma est constitué par un ensemble de deux réseaux d'électrodes croisées, l'un en ligne l'autre en colonne qui est couverts par une plaque de verre. L'intersection entre deux électrodes perpendiculaires forme ainsi un ensemble de cellules élémentaires. L'espace intérieur du panneau est rempli d'un mélange de gaz rares (Ne-Ar pour les panneaux monochromes et He-Xe pour les panneaux polychromes) à une pression d'environ 400 Torr. Une décharge lumineuse est provoquée dans chaque cellule élémentaire à allumer de sorte qu'une lumineuse apparaisse alors que, dans les cellules à éteindre, on maintient la neutralité électrique. L'un des aspects de l'étude de ces décharges lumineuses de type capacitive (à cause du diélectrique qui s'interpose entre l'électrode métallique et le plasma) consiste à maîtriser les caractéristiques électriques et optiques de la décharge lumineuse en fonction des différents paramètres (mélanges gazeux, géométrie des électrodes, alimentation électriques, etc.) [9].

I.7. CONCLUSION :

Dans ce chapitre une synthèse bibliographique a été effectuée généralisée sur la décharge électrique luminescente dans les gaz en cas d'exécution continue ainsi nous avons présenté quelques applications de ces décharges dans l'industrie, Dans le chapitre suivant, nous avons présenté un aperçu sur les différents modèles des modélisations de décharge électrique en cas générale en intéressent sur la description de model fluide qui sont utilisés dans notre travail.

Chapitre II

**DESCRIPTION DU
MODELE FLUIDE**

II.1. INTRODUCTION:

Ce chapitre a pour but la description de la modélisation fluide qui a constitué un des objectifs de ce mémoire. Nous présenterons les édifices du modèle 1D (une dimension), La modélisation peut fournir une aide précieuse pour mieux comprendre la physique de ces décharges et leurs propriétés. La simulation numérique, parallèle et complémentaire aux approches théoriques et expérimentales, est considérée comme un moyen puissant pour la compréhension des phénomènes physiques. En ce moment, il n'y a vraiment pas des logiciels commerciaux traitant tous les processus pertinents physiques et chimiques se produisant dans un plasma homogène hors-équilibre à pression atmosphérique. La modélisation mathématique d'une décharge électrique hors-équilibre est relativement complexe. Dans ce chapitre on a présenté les différents modèles de modélisation et on a basé sur le modèle fluide.

II.2. MODELES AUTO COHERENTS D'UN PLASMA FROID HORS EQUILIBRE :

Les premiers modèles qui ont tenté de décrire la physique d'une décharge luminescente sont les modèles analytiques apparaissant dans les années trente et quarante. Ces théories ont permis d'obtenir les relations entre la chute de potentiel dans la région cathodique V_c , la longueur de la région cathodique d_c et la densité de courant de décharge j dans le régime anormal. Les chercheurs ont établi des relations analytiques entre V_c , d_c et j en supposant la distribution linéaire du champ électrique dans la gaine cathodique, fait déduit de l'expérience. Les premiers modèles, ainsi que les modèles analytiques développés ultérieurement ont rendu possible la compréhension des caractéristiques individuelle de la décharge. La description de la décharge dans son ensemble et la compréhension plus approfondie nécessite la simulation numérique. Après les premiers résultats numériques sur l'effet de la charge d'espace sur la caractéristique courant-tension et sur les caractéristiques de la région cathodique publiés par Ward, L'intérêt et l'effort fournis dans ce domaine redoublent grâce aux nouvelles applications industrielles. Il s'agit surtout de l'utilisation des décharges et plasmas radiofréquences pour le dépôt et la gravure en micro-électronique. L'accès aux ordinateurs performants a stimulé le développement des modèles numériques permettant la description et les prédictions de plus en plus précises et la compréhension des phénomènes physiques inexpliqués jusqu'à présent. La description d'une décharge dans son ensemble est un problème extrêmement difficile dû à la complexité des phénomènes mis en jeu et à leur couplage. Il faut tenir compte du couplage entre le transport des particules chargées et le champ électrique (les particules chargées se déplacent dans le champ qui dépend lui-même de leurs densités). Cette première étape du modèle est désignée par le

modèle électrique auto cohérent. Le modèle devrait également considérer, pour les densités de courant élevées réchauffement du gaz et le changement de sa composition (création des métastables, produits de dissociation). Il faut décrire les interactions de toutes les espèces, y compris des photons, au sein du plasma et le transport des particules chargées doit être couplé avec la cinétique des neutres. Bien que la mise au point d'un modèle mathématique sans hypothèses simplificatrices soit possible, les moyens actuels de calcul et les données de base ne permettent pas encore de considérer ce modèle complet. Dans la pratique, on est obligé de faire de nombreuses approximations physiques et de trouver une représentation simplifiée mais réaliste du problème à étudier, des phénomènes physiques qui peuvent intervenir pour que le problème puisse être résolu [9].

II.3. DIFFERENTS MODELE PHYSIQUE DE LA DECHARGE :

II.3.1. MODELE PARTICULAIRE :

Dans un modèle particulaire, on résout simultanément, et sans faire d'hypothèses simplificatrices, l'équation de Boltzmann pour la fonction de distribution des particules chargées et l'équation de Poisson pour le champ électrique. L'équation de Boltzmann sous sa forme spatio-temporelle peut être résolue de façon pratique à l'aide des méthodes particulières de types Monte Carlo , Dans les méthodes microscopiques, on considère un ensemble représentatif de particules (typiquement de l'ordre 10^2 - 10^5) et on suit leur trajectoire dans l'espace des phases en traitant les collisions de façon statique et en intégrant les équations classiques du mouvement entre deux collisions. Cette approche est idéale du point de vue physique. Implicitement, de par leur structure, les techniques particulières permettent une description précise du comportement des particules chargées du plasma pour de larges gammes de fréquences et de pression. Ainsi, la validité des modèles fluides peut être vérifiée grâce aux techniques particulières (Monte Carlo) , L'influence des divers termes dans l'expression des moments de l'équation de Boltzmann (modèles fluides) peut aussi être analysée grâce à ces techniques , Des processus, tels que le gain d'énergie des électrons à travers leurs interactions avec les gaines, ne peuvent être traités simplement avec des modèles fluides , Les approches particulières semblent constituer dans ce cas un moyen incontournable de description des phénomènes alors mis en jeu , particulièrement à basse pression et en régime non collisionnel. Les techniques Monte Carlo représentent aussi un moyen très efficace de traiter du comportement des espèces chargées dans le plasma en fort champ électrique , L'inconvénient majeur de calcul relativement important est très souvent nécessaire pour atteindre le régime permanent de décharge[9].

II.3.2. MODELE FLUIDE :

On se contente souvent d'une description moins détaillée que celle issue du modèle microscopique. La simplification classique consiste à remplacer l'équation de Boltzmann par un nombre fini d'équations de transport pour les variables macroscopiques. Ces équations sont obtenues en prenant les premiers moments de l'équation de Boltzmann dans l'espace des vitesses.

Après intégration de l'équation de Boltzmann dans l'espace des vitesses, l'équation générale de transport d'une grandeur physique $X(v)$, Les équations de Boltzmann pour les ions et les électrons doivent être couplées à l'équation de Poisson qui détermine le champ électrique en supposant que la densité de charge d'espace $\rho(\vec{r}, t)$ est connue.

$$\nabla \vec{E}(\vec{r}, t) = - \frac{\rho(\vec{r}, t)}{\epsilon_0} \quad (\text{II.1})$$

En déterminant la fonction de distribution f_i , on a accès à toutes les grandeurs macroscopiques caractérisant l'espèce i à un instant t donné, sachant que la grandeur moyenne x de l'espèce i est liée à f par :

$$\mathbf{X}_I(\vec{r}, t) = \frac{1}{n_i(\vec{r}, t)} \int \mathbf{X} f_i(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3 \mathbf{V} \quad (\text{II.2})$$

Où $n_i(r, t)$ est la densité moyenne de l'espèce, définie par :

$$n_i(\vec{r}, t) = \int f_i(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3 \mathbf{V} \quad (\text{II.3})$$

Dépendant de la vitesse s'écrit [9]:

$$\frac{\partial n \bar{x}}{\partial t} + \nabla_r \cdot n \bar{V} - n n a \nabla_v \bar{x} = \int_v x \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{col} d^3 v \quad (\text{II.4})$$

La grandeur physique $\chi(\vec{v})$ peut être un scalaire (densité), un vecteur (quantité de mouvement) ou encore un tenseur (énergie). En pratique, les équations décrivant le transport des particules chargées représentent les moments de l'équation de Boltzmann, obtenues en multipliant celle-ci par les grandeurs $1, (\vec{v}, \vec{v}), \dots$, et en l'intégrant dans l'espace des vitesses. D'une manière générale, on utilise les deux premiers moments, en établissant des hypothèses sur les moments d'ordre supérieur.

En remplaçant $\chi(\vec{v})$ par 1 dans l'équation (II.4), on obtient l'équation de continuité.[9]

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_r \cdot n \bar{V} = \int_v \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{col} = s \quad (\text{II.5})$$

Les deux termes gauches de l'équation (II.5) correspondent respectivement à la dérivée temporelle de la densité et à la divergence du flux ($n\vec{V}$) Le terme de droite de la même expression correspond au terme source ; il caractérise l'ensemble des processus collisionnels de création et de perte de l'espèce considérée.

On définit alors des fréquences de création et de pertes des particules chargées, qui sont fonction de la nature du gaz considéré, de la fonction de distribution des espèces et de la pression.

De la même façon, on obtient l'équation de transfert de quantité de mouvement en considérant $x(v)$ égal à mv dans l'équation (II.4)[9]:

$$\frac{\partial nm\vec{V}}{\partial t} + nm(\vec{v} \cdot \nabla_r) \cdot \vec{V} + \vec{V}(\nabla_r \cdot nm\vec{V}) + \nabla_r P - n\vec{F} = \int_v mV \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{col} d^3v \quad (\text{II.6})$$

\vec{F} : Force totale exercée sur la particule

m : masse de la particule, \vec{v} : vitesse de la particule, \vec{v} sa valeur moyenne.

P : tenseur de pression cinétique.

Le membre gauche de l'équation (Eq.II.3) représente la variation totale, par unité de temps, de la quantité de mouvement ($m\vec{v}$), sous l'effet des forces extérieures F et de la pression P . Le terme de droite traduit l'effet des collisions sur le transport de la quantité de mouvement. On le simplifie généralement en l'écrivant $nmv_m\vec{V}$ (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 mouvement, cette dernière s'écrira :

$$nm \left[\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla_r) \right] \cdot \vec{V} = n\vec{F} - \nabla_r P - Sm\vec{v} - nmv_m\vec{v} \quad (\text{II.7})$$

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. Le terme de pression se réduit alors au gradient de la pression scalaire :

$p = nkT (= 2/3n\bar{\epsilon})$ (Où p est la pression scalaire) et

$v \cdot P = Vp$ (où p est le tenseur de pression cinétique)

Les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann écrits ci-dessus ne forment pas un système fermé, pour les trois 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.
- ❖ La fréquence moyenne d'ionisation (dans le terme source S) dépend aussi de cette fonction de distribution.

Néanmoins, certains modèles fluides n'utilisent que ces deux premiers moments, le système

étant fermé par l'hypothèse de "l'équilibre local".

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 transport de l'énergie, et est obtenu en remplaçant $\%(\mathbf{v})$ par $(i/2)m\mathbf{v}^2$ dans l'équation générale de transport (équation II.1):

$$\frac{1}{2} \frac{\partial nm\bar{v}^2}{\partial t} + \nabla_r \left[\frac{1}{2} nm \overline{(\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}) \mathbf{v}} \right] - \mathbf{nF} \cdot \mathbf{v} = \int_v \frac{1}{2} mv^2 \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{col} d^3v \quad (\text{II.8})$$

L'expression (II.7) est une équation scalaire, elle correspond en fait à la trace d'une équation tensorielle obtenue en remplaçant $\%(\mathbf{v})$ par (mW) dans l'équation (II.8). 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 les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann, on définit une fréquence moyenne d'échange d'énergie ν_e et on décrit le terme dû aux collisions, dans l'équation (II.7), par $-n_e \nu_e \bar{\epsilon}_e$ ($\bar{\epsilon}_e$ étant l'énergie moyenne des électrons)[9]:.

Pour les modèles fluides utilisant les trois premiers moments, le système étant fermé par l'hypothèse de "l'énergie moyenne locale". L'équation de Boltzmann est équivalente à un nombre infini d'équations de transport. En général, on ne considère que les deux ou trois premières équations (l'équation de continuité, l'équation de transport de quantité de mouvement et l'équation d'énergie). Pour fermer le système, on est obligé de faire des hypothèses sur les moments d'ordre supérieur et sur la fonction de distribution (pour calculer les fréquences moyennes de collisions).[9]

II.3.2.1 APPROXIMATION DU CHAMP LOCAL :

Dans cette approximation on suppose que les coefficients de transport des électrons et des ions et les taux des réactions sont à la fois en fonctions du champ réduit E/N où E est le champ électrique au point \vec{r} à l'instant t et N est la densité du gaz. Cette hypothèse de l'équilibre au champ local signifie que l'énergie gagnée par les électrons en présence du champ électrique au point (\vec{r}, t) est localement compensée par la perte d'énergie due aux collisions [9].

II.3.3. MODELE HYBRIDE :

Le modèle hybride est utilisé pour désigner une autre simulation en considérant deux groupes des électrons. Ces deux groupes de population électronique sont relativement indépendants. Le premier inclut la majorité des électrons à faible énergie. Le deuxième groupe est composé par les électrons énergétiques accélérés en présence du champ électrique. Afin d'optimiser le temps de calcul les électrons du premier groupe sont traités à l'aide du modèle fluide. Par contre, les électrons rapides sont traités en adoptant une méthode de type Monte Carlo (MC) L'idée est d'utiliser une zone tampon où les deux modèles fluide et cinétique seront déterminés. La solution du nouveau système d'équations sera égale à la somme des solutions obtenues à partir des équations des deux modèles. Une fonction artificielle est utilisée pour relier les équations à la fin de la zone tampon sur chaque domaine discrétisé. Ce modèle hybride évite la recherche d'une condition limite pour la méthode de décomposition particulière du domaine qui associe les équations cinétiques aux équations fluides Le couplage entre les parties fluide et Monte Carlo du modèle est illustré dans la figure(II.1). Le module Monte Carlo fournit les taux de création d'espèces chargées (électrons lents et ions) utilisés par le module fluide, grâce à ce dernier on déduit la nouvelle distribution du champ électrique et le flux d'ions à la cathode et donc le flux d'électrons rapides que l'on injecte dans le module Monte Carlo et ainsi de suite. Cette approche est utilisée pour décrire le comportement des décharges à cathodes creuses. La description des deux groupes d'électrons d'une décharge homogène (espace sombre de Faraday et leur négative) en utilisant un modèle hybride, dans lequel les électrons rapides sont traités par un modèle Monte Carlo alors que le mouvement des ions et des électrons lents est décrit par un modèle fluide[10].

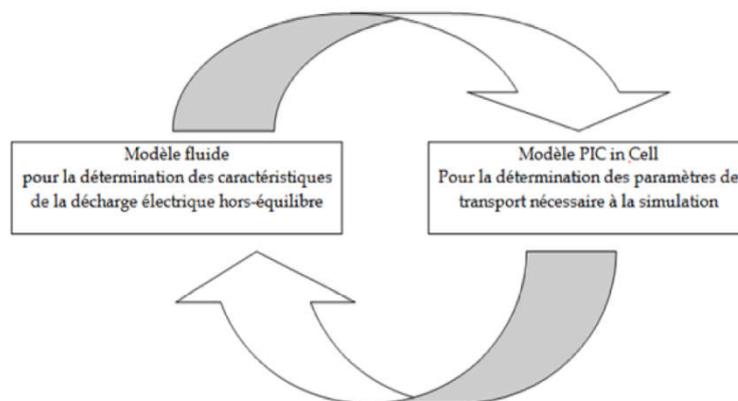


Figure II.1 : Schématisation du couplage entre le module fluide et le module Monte Carlo dans le modèle hybride[10].

II.4.FORMULATION DU MODELE FLUIDE :

Les modèles fluides sont des modèles auto-cohérents, où les équations décrivant le transport des particules chargées sont couplées à l'équation de Poisson pour le champ électrique. La cinétique des particules chargées est décrite par un ensemble de grandeurs moyennes, comme la densité, la vitesse moyenne, ou encore l'énergie moyenne. Ces grandeurs sont calculées en remplaçant l'équation de Boltzmann par ses moments qui sont obtenus en multipliant l'équation de Boltzmann par m , mv ... (1er moment, 2ème moment, etc...) et en intégrant dans l'espace des vitesses.

Dans ce travail, le modèle développé est basé sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann. Ces deux moments sont les équations de continuité et de transfert de quantité de mouvement qui sont fortement couplées à l'équation de Poisson pour le champ électrique en utilisant l'approximation du champ électrique local.

Dans cette approximation, on suppose qu'il y a compensation des énergies gagnées et perdus par les particules chargées qui se fait respectivement par le champ électrique et par les collisions.

Cette hypothèse de l'équilibre local peut servir de relation de fermeture pour un système d'équations qui décrit la cinétique des particules chargées.

Dans ce qui suit, nous allons présenter dans une géométrie monodimensionnelle les équations de continuité et de transfert de quantité de mouvement pour les électrons et les ions positifs (cas d'un gaz électropositif) qui sont couplées à l'équation de Poisson pour le champ électrique[11] .

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_e}{\partial x} = S' + n_e \alpha \mu_e E - \gamma n_e n_+ \quad (\text{II.9})$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_+}{\partial x} = S' + n_e \alpha \mu_e E - \gamma n_e n_+ \quad (\text{II.10})$$

$$\Phi_e = -n_e \mu_e E - D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} \quad (\text{II.11})$$

$$\Phi_+ = -n_+ \mu_+ E - D_+ \frac{\partial n_+}{\partial x} \quad (\text{II.12})$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_+ - n_e) \quad (\text{II.13})$$

Les équations (II.9) , (II.10) sont respectivement les équations de continuité des électrons et des ions positifs [11]. Les équations (II.11), (II.12) sont respectivement les équations de transfert de quantité de mouvement des électrons, des ions positifs [11].L'équation (II.13) est l'équation de Poisson qui permet d'obtenir le champ électrique. Le terme S' représente la fonction source de la production uniforme des électrons donnée par Lowke et Davies. Cette fonction est égale à $3.6 \cdot 10^{22} \text{ (m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})$. Le terme source d'ionisation dans notre étude est constant. Le paramètre α représenté le premier coefficient d'ionisation de Townsend donné par la relation suivante :

$$\alpha / N = 2.9x 10^{-17} \exp(-1.48x 10^{-15} N / E)(\text{cm}^2) \quad (\text{II.14})$$

Ou N est la densité du gaz. Le paramètre γ dans les équations II.8 et II.9 est le coefficient de recombinaison des ions. Dans notre étude $\gamma = 8.81x10^{-7}(\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1})$ [11]. n_e, n_+ sont respectivement la densité des électrons et des ions positifs.

ϕ_e, ϕ_+ sont respectivement le flux des électrons et des ions positifs. V est le potentiel électrique et $D_J, (J=e, +)$, et $\mu_J, (J=e, +)$ sont respectivement le coefficient de diffusion et la mobilité de chaque particule. ϵ_0 est la permittivité du vide.

II.5 CONDITIONS AUX LIMITES :

Dans ce modèle, nous considérons une décharge continu à électrodes parallèles qui s'étend de A x=0 (l'électrode de gauche)

$$V(t)=100V \quad (\text{II.15})$$

A x=d (l'électrode de droite)

$$V(t)=0V \quad (\text{II.16})$$

Ou d est la distance inter électrodes.

II.6 CONDITIONS INITIALES :

Il a été montré dans beaucoup de modèles que les solutions des équations de transport ne dépendent pas du choix des conditions initiales. Afin d'épargner le temps de calcul, nous proposons, pour les densités de charges, comme conditions initiales [11] :

$$n_e = n_+ = 10^7 + 10^9(1-x/d)^2(x/d)^2 \text{ en (cm}^{-3}) \quad (\text{II.17})$$

Ces densités initiales sont introduites dans l'équation de Poisson pour calculer la répartition initiale du potentiel le long de la décharge.

II.7 CONCLUSION :

La modélisation numérique apparaît comme un outil performant d'analyse pouvant conduire à court et moyen terme à une meilleure compréhension des décharges électriques en général, et à plus long terme à l'optimisation des réacteurs plasmas. Dans ce chapitre, nous avons présenté un aperçu sur les différents modèles (cinétique, fluide, hybride) pour caractériser les décharges hors-équilibres.

Le modèle fluide est basé sur les fonctions de distributions moyennes des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann sous certaines conditions limites et en appliquant l'approximation de dérive-diffusion, du champ électrique local. Le couplage entre la cinétique des particules chargées et la distribution du champ électrique est plus simple à réaliser d'un point de vue numérique que dans le cas de modèle microscopique (modèle cinétique).

Chapitre III

**RESULTATS ET
DISCUSSIONS**

III.1. INTRODUCTION:

Le but de ce chapitre consiste à présenter et interpréter les résultats de simulation des caractéristiques électriques d'une décharge électrique en régime continu, nous allons présenter sous forme d'illustration, les résultats de ce modèle à une dimension ou plus précisément, les variations spatiale du potentielle électrique, du champ électrique, de la densité électronique et de la densité ionique dans un gaz électropositif (Argon).

III.2. DISCRETISATION DES EQUATIONS DE TRANSPORT:

Les équations de continuités pour les électrons et les ions positifs ainsi l'équation de poisson (voir chapitre II) forment un système d'équations aux dérivées partielles fortement couplées. Ces équations sont discrétisés par La méthode de différences finies. Des difficultés de grande importance se présentent lorsqu'on veut appliquer cette méthode. Une de ces difficultés vient du fait que les densités des particules présentent des gradients spatiaux très élevés dans l'interface gaine-plasma. Une autre difficulté, que l'on peut rencontrer, est que les flux des particules sont composés de deux termes : un terme de dérive et un terme de diffusion qui sont tous deux très grands mais peuvent s'opposer. Finalement une autre difficulté, qui n'est pas moins d'importance que les autres, c'est que des petites variations de densités dans le plasma peut induire une grande variation dans le champ électrique qui rend le schéma instable.

La discrétisation spatiale des équations de transport des particules doit pouvoir traiter ces énormes gradients de densité et les inversions du champ électrique qui sont couramment présents dans les décharges [11].

III.3. METHODE DE SOLUTION :

La méthode de solution adoptée dans notre modèle est similaire à celui décrit par Sharfetter et Gummel dans le contexte du transport des électrons dans les semi-conducteurs [11]. Les équations sont discrétisées par la méthode des différences finies en utilisant un schéma exponentiel. En effet, ce schéma stable et extrêmement robuste peut supporter des gradients très élevés et rendre compte d'une façon continue de situation où soit le terme de dérive est dominant, où soit le terme de diffusion est dominant et tenir compte des inversions de champ. L'équation de transport est résolue dans un domaine D que l'on peut discrétiser en mailles élémentaires. Sur l'intervalle $[x_i, x_{i+1}]$ on suppose que le flux de particules, la vitesse de dérive et le coefficient de diffusion sont constants. Le système d'équations est linéarisé et intégré implicitement.

Les équations de continuité pour les électrons et les ions positifs peuvent s'écrire sous la forme générale :

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial \Phi(x,t)}{\partial x} = S(x,t) \quad (\text{III.1})$$

L'équation de transfert de quantité de mouvement pour les électrons et les ions positifs peuvent s'écrire sous la forme générale.

$$\Phi(x,t) = s.n(x,t)\mu E(x,t) - D \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \quad (\text{III.2})$$

Avec $s=1$ pour les particules de charge positive. $s=-1$ pour les particules de charge négative. Où n , ϕ , μ et D sont respectivement, la densité, le flux, la mobilité et le coefficient de diffusion des particules chargées.

La discrétisation de l'équation (III-1) s'écrit sous la forme:

$$\frac{n_i^{k+1} - n_i^k}{\Delta t} + \frac{\Phi_{i-1/2}^{k+1} - \Phi_{i-1/2}^k}{\Delta x} = S_i^k \quad (\text{III.3})$$

Le principe du schéma de flux exponentiel est basé sur la supposition que le flux des particules, la mobilité et le coefficient de diffusion sont constants entre deux points consécutifs du maillage.

L'intégration de l'équation III.2 donne le flux au point milieu de i et $i+1$ et le flux au point milieu de i et $i+1$.

D'après l'équation III.2, en posant :

$$\Phi(x,t) = n(x,t)s\mu E(x,t) - \frac{\partial n(x,t)D}{\partial x} \quad (\text{III.4})$$

$\phi(x,t)$ peut aussi s'écrire:

$$\Phi(x,t) = n(x,t)s\mu D \frac{E(x,t)}{D} - \frac{\partial n(x,t)D}{\partial x} \quad (\text{III.5})$$

On pose $y(x,t) = n(x,t)D$, $\phi(x,t)$ peut s'écrire de la manière suivante:

$$\Phi(x,t) = y(x,t) \frac{s\mu E(x,t)}{D} - \frac{\partial y(x,t)}{\partial x} \quad (\text{III.6})$$

L'équation est étudiée dans un domaine D que l'on peut discrétiser en mailles élémentaires.

On résout l'équation pour des particules qui se déplacent dans l'espace inter-électrodes.

$$\Phi(x, t) = \Phi(x_{i+1/2}, t) \text{ noté } \Phi_{i+1/2}$$

$$E(x, t) = E(x_{i+1/2}, t) \text{ noté } E_{i+1/2}$$

Sur l'intervalle considéré ci-dessus, l'équation (III.6) peut s'écrire :

$$\Phi_{i+1/2} = y(x, t) \frac{s \mu E_{i+1/2}}{D} - \frac{\partial y(x, t)}{\partial x} \quad (\text{III.7})$$

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:

$$y(x, t) = y_0 \exp\left(\frac{s \mu E_{i+1/2}}{D} x\right) + \frac{D}{s \mu E_{i+1/2}} \Phi_{i+1/2} \quad \text{Étant une constante que l'on va déterminer.}$$

On écrit l'expression de $\Phi_{i+1/2}$ en fonction de y_i et y_{i+1}

$$y_0 = \left[y_i - \frac{D}{s \mu E_{i+1/2}} \Phi_{i+1/2} \right] \exp\left(-\frac{s \mu E_{i+1/2}}{D} x_i\right) \quad \text{L'expression de devient :}$$

Au point, d'où:

$$y(x, t) = \left[y_i - \frac{D}{s \mu E_{i+1/2}} \Phi_{i+1/2} \right] \exp\left(\frac{s \mu E_{i+1/2}}{D} (x - x_i)\right) + \frac{D}{s \mu E_{i+1/2}} \Phi_{i+1/2} \quad (\text{III.8})$$

Au point, d'où :

$$y_{i+1} = y_i \exp\left(\frac{s \mu E_{i+1/2}}{D} (x_{i+1} - x_i)\right) + \frac{D}{s \mu E_{i+1/2}} \Phi_{i+1/2} \left[1 - \exp\left(\frac{s \mu E_{i+1/2}}{D} (x_{i+1} - x_i)\right) \right] \quad (\text{III.9})$$

Finalement, s'écrit :

$$\Phi_{i+1/2} = \frac{y_{i+1} - y_i \exp\left(\frac{s \mu E_{i+1/2}}{D} \Delta x_+\right)}{\frac{D}{s \mu E_{i+1/2}} \left[1 - \exp\left(\frac{s \mu E_{i+1/2}}{D} \Delta x_+\right) \right]} \quad (\text{III.10})$$

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

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

$$\Phi_{i+1/2} = \frac{y_i - y_{i+1} \exp\left(\frac{s\mu E_{i+1/2}}{D} \Delta x_{-}\right)}{\frac{D}{s\mu E_{i+1/2}} \left[1 - \exp\left(\frac{s\mu E_{i+1/2}}{D} \Delta x_{-}\right)\right]} \quad (\text{III11})$$

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

En fin, on obtient les équations des flux sous la forme simplifiée suivante:

$$\Phi_{i+1/2}^{k+1} = \frac{n_{i+1}^{k+1} D - n_i^{k+1} D \exp(T_1)}{\Delta x} \frac{T_1}{1 - \exp(T_1)} \quad (\text{III12})$$

$$\Phi_{i+1/2}^{k+1} = \frac{n_i^{k+1} D - n_{i-1}^{k+1} D \exp(T_2)}{\Delta x} \frac{T_2}{1 - \exp(T_2)} \quad (\text{III13})$$

Avec $T_1 = -s \frac{\mu}{D} (v_{i+1} - v_i)$ et $T_2 = -s \frac{\mu}{D} (v_i - v_{i-1})$

Ou : $\Phi_{i+1/2}^{k+1}$ est le flux au point milieu de i et $i+1$.

$\Phi_{i-1/2}^{k+1}$ est le flux au point milieu de i et $i-1$.

$$\begin{aligned} & n_{i-1}^{k+1} \left[\frac{D}{\Delta x^2} \frac{T_2 \exp(T_2)}{1 - \exp(T_2)} \right] + \\ & n_i^{k+1} \left[\frac{1}{\Delta t} - \frac{D}{\Delta x^2} \left(\frac{T_1 \exp(T_1)}{1 - \exp(T_1)} + \frac{T_2}{1 - \exp(T_2)} \right) \right] + \end{aligned} \quad (\text{III.14})$$

$$n_{i+1}^{k+1} \left[\frac{D_e}{\Delta x^2} \frac{T_1}{1 - \exp(T_1)} \right] = s_i^k + \frac{n_i^k}{\Delta t}$$

Avec S_i^k est le terme source au point, La solution de tels systèmes complexes n'est pas toujours facile par la méthode des approximations successives ou par la méthode de Newton-Raphson. Une technique très sophistiquée a été utilisée pour la résolution de ce problème. Elle consiste à résoudre séparément par l'algorithme de Thomas les systèmes tridiagonaux obtenus par la discrétisation des équations de transport des particules chargées et de l'équation de Poisson [11]. La résolution du système d'équations III.13 est effectuée par la méthode de Thomas pour les systèmes tridiagonaux. En conclusion de cette partie, pour atteindre une solution périodique stationnaire, on doit refaire le calcul pour un nombre aussi grand de cycles qui peut aller de quelques centaines à plusieurs milliers de cycles tout dépend des conditions de décharge. a chaque répétition, on utilise les résultats du cycle précédent comme solution initiale du cycle qui suit, on fait répéter cette procédure de résolution jusqu'à ce qu'elle converge vers une solution finale, c'est-à-dire l'état stationnaire de décharge[11].

III.4. DONNEES DE BASE UTILISEES DANS LA SIMULATION :

Pour présenter les résultats de simulation spatiale des particules chargées dans l'espace inter électrode, nous sommes amenés à préciser les valeurs de quelques paramètres particules charges tels que, les coefficients de diffusion, les mobilités, électronique et ionique. Ex. sont regroupées voire le tableau (III-1) .

Tableau III-1. Paramètres de transport de particules chargées.

Paramètres de transport dans l'argon	Valeurs
Mobilité électronique Nu (V cm s) ⁻¹	8.5 10 ²¹
Mobilité ionique Nu . (V cm s) ⁻¹	3.6 10 ¹⁹
Coefficient de diffusion électronique NDe (cm s) ⁻¹	1.7 10 ²²
Coefficient de diffusion ionique $ND+$ (cm s) ⁻¹	8 10 ¹⁷

Les conditions nécessaires de fonctionnement pour la décharge sont regroupées dans le tableau (III.2)

Tableau III-2 Conditions de fonctionnement pour la décharge.

Paramètres	Symbole	Argon (Ar)
Pression du g ^{az}	P (Torr)	240
Distance inter- électrodes	d (cm)	0.3
Température du gaz	T (°K)	293

Dans cette partie, nous allons présenter les propriétés électriques de la décharge continue à l'état stationnaire en présence d'un gaz électropositif (l'Argon).

III.5. RESULTATS ET DISCUSSIONS :

Dans cette partie de la mémoire, nous présenterons les propriétés électriques de la décharge DC à partir d'un modèle fluide unidimensionnel développé dans le cadre de ce travail. Cette étude a été réalisée avec un gaz électropositif (l'Argon). Cette étude nous permettra d'analyser le comportement électrique de la décharge électrique en régime continue .Dans ce qui suit, nous présentons les distributions spatiales pour le potentiel, le champ électrique et les densités électroniques et ioniques.

III.5.1 VARIATIONS SPATIALES DES DENSITES ELECTRONIQUES ET IONIQUES:

Les figures III.1 et III.2 représentent les variations spatiales des densités électronique et ionique de la décharge en régime continue et à l'état stationnaire. D'après ces figures, on voit clairement l'apparition les trois régions de la décharge, Il s'agit de la gaine anodique, la colonne positive et la gaine cathodique. La région anodique et cathodique est caractérisée par une densité ionique relativement importante par rapport à la densité électronique. La densité des particules chargées dans les gaines cathodique et ionique est beaucoup plus faible par rapport à celle de la région de la colonne positive. La région de la colonne positive (région du plasma) est définie par des densités électronique et ionique qui sont quasiment égales ce qui caractérise l'effet de neutralité du plasma. Par conséquent, dans la colonne positive la charge d'espace nette est négligeable. La densité des électrons et des ions dans cette région a une valeur maximale presque égale à 2.10^{11} (cm⁻³). Dans la région cathodique, la densité électronique est très faible par rapport à la densité des ions. Ce gradient de densité dans cette région est dû au fait que les électrons s'éloignent beaucoup plus rapidement de la région cathodique que les ions.

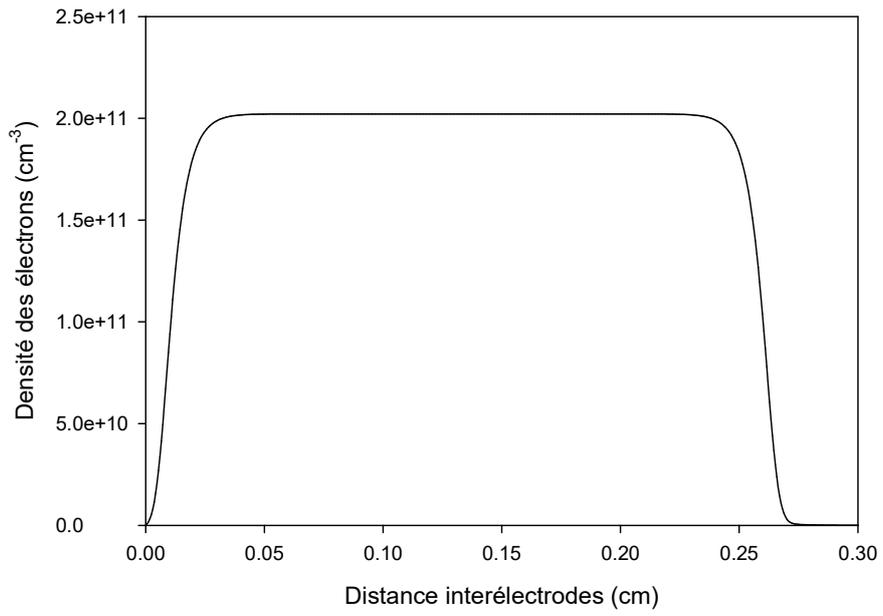


Figure. III.1 Distribution spatiale de la densité électronique.

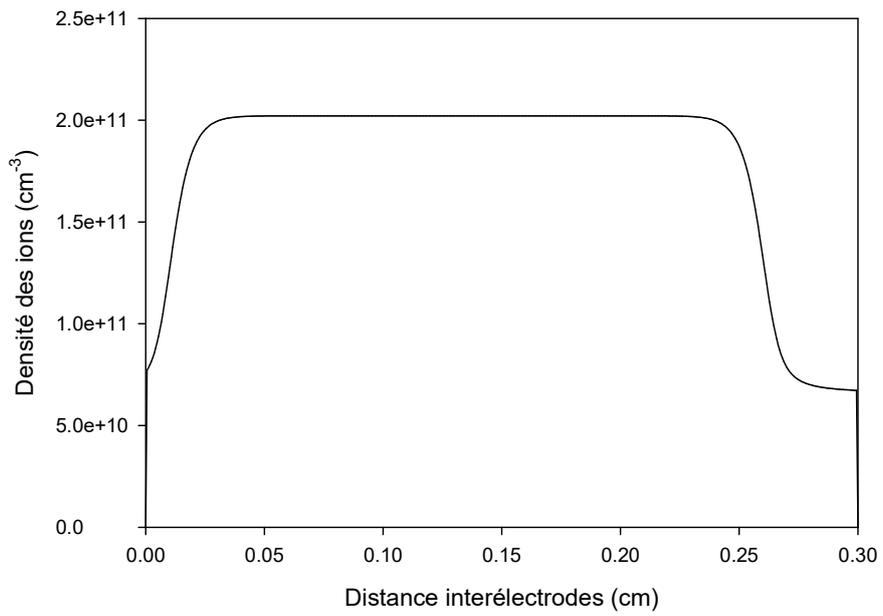


Figure. III.2 Distribution spatiale de la densité ionique.

III.5.2. VARIATIONS SPATIALES DU POTENTIEL ET DU CHAMP ELECTRIQUE:

La figure III.3 représente la variation spatiale du potentiel électrique à l'état stationnaire de la décharge. D'après cette figure, on constate une chute de potentiel importante dans la région de la gaine cathodique. Cette chute de potentiel est l'une des propriétés de la décharge lumineuse en régime continu. Par contre et dans la région de la colonne positive et au niveau de la région anodique, ce potentiel est approximativement constant. La valeur du potentiel dans ces deux régions est presque égale au potentiel appliqué à l'anode. Cela est dû à la valeur de la densité de charge d'espace nette qui tend vers zéro dans la région de la colonne positive (région où se forme le plasma).

La figure III.4 représente la variation spatiale du champ électrique à l'état stationnaire de la décharge. Dans la gaine cathodique, la distribution du champ est linéaire à cause de la chute du potentiel dans cette région. Le champ électrique est quasiment nul dans la région de la colonne positive car la variation du potentiel est presque constante. Dans la région anodique, on constate une inversion du champ électrique à cause du gradient de densité du plasma assez grand dans cette région.

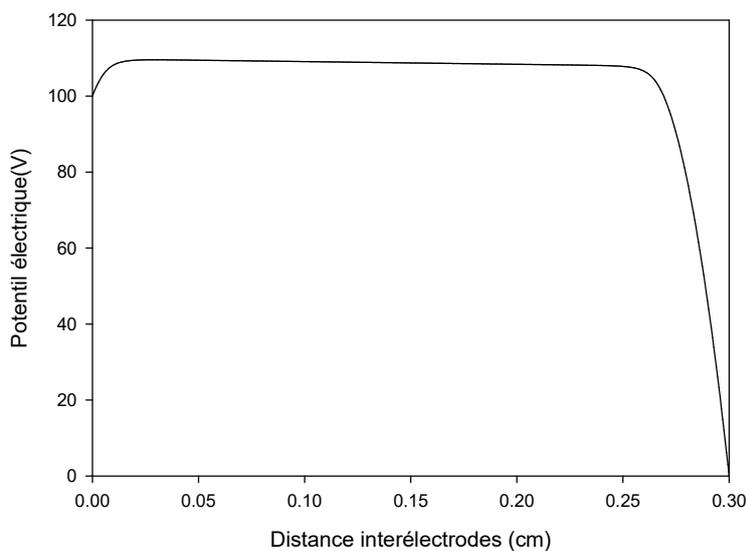


Figure. III.3 Distribution spatiale du potentiel électrique.

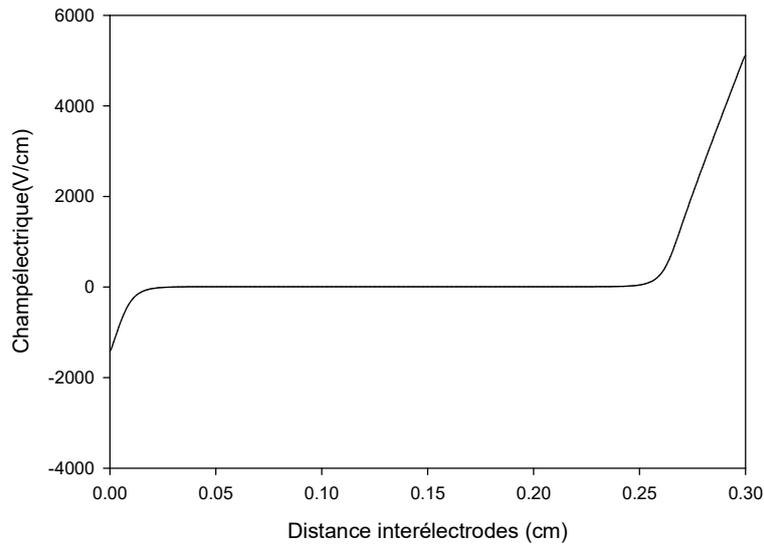


Figure. III.4 Distribution spatiale du champ électrique.

III.6. CONCLUSION :

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principales propriétés des décharges électriques en régime continu dans le cas d'un gaz électropositif (Argon). Une décharge continue est composée de trois zones, Il s'agit de la gaine anodique, la colonne positive et la gaine cathodique. La région anodique et cathodique est caractérisée par une densité ionique importante. La zone de la colonne positive (région du plasma) est caractérisée par des densités électronique et ionique qui sont presque égales à cause de l'effet de neutralité du plasma. Par conséquent, le champ électrique est quasiment nul dans cette région.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Le travail présenté dans notre mémoire a pour but de déterminer les principales caractéristiques d'une décharge électrique en régime continu grâce à une modélisation numérique monodimensionnelle. La modélisation est réalisée en utilisant le modèle fluide auto-cohérent qui décrit la distribution des particules chargées, du champ et du potentiel électriques dans l'espace inter électrodes. Ce modèle basé sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann pour les électrons et les ions positif (cas d'un gaz électropositif), couplés à l'équation de Poisson pour le champ électrique.

Dans le premier chapitre nous avons présenté des recherches bibliographiques sur les plasmas et les décharges électriques en régime continu, ainsi les principales applications industrielles de ce type de décharge.

Dans Le deuxième chapitre, nous avons exposé les différents modèles physiques de modélisation permettant de décrire l'évolution des propriétés de la décharge luminescente continue. Cette description peut se faire soit de manière fluide, particulaire ou hybride en intéressant sur le modèle fluide dans cette étude.

Dans le troisième chapitre, nous avons présenté les résultats issue de ce modèle tel que les distributions spatiales du potentiel électrique, du champ électrique, des densités électrique et ionique.

D'après les résultats obtenus, nous avons conclu que ce type de décharge est caractérisé par apparition de trois régions distincte dans l'espace inter électrode. Il s'agit de la gaine anodique, la colonne positive et la gaine cathodique. Dans la région anodique et cathodique, la densité ionique est relativement importante par rapport à la densité électronique et la densité des particules chargées dans ces régions est beaucoup plus faible par rapport à celle de la région de la colonne positive. Dans la région de la gaine cathodique. Il ya une chute de potentiel, cette chute est l'une des propriétés de la décharge luminescente en régime continu. Par contre et Dans la région de la colonne positive et au niveau de la région anodique, ce potentiel est approximativement constant à cause de la valeur de la densité de charge d'espace nette qui tend vers zéro dans la région de la colonne positive (région ou se forme le plasma).

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUE

- [1] SEKKAL, Safia Sihem Amel, " simulation de l'évolution de diverses espèces créées par impact électronique dans l'air " , Dépôt institutionnel de l'Université Abou Bekr Belkaid Tlemcen UABT, 2011
- [2] S. Villeger, J.P. Sarrette, A. Ricard, "Synergy between N and O atom action and Substrate temperature in a stérilization process using a flowing N₂-O₂ microwave post discharge". Plasma Processes and Polymers, 2, (2005), 709
- [3] A. Ricard, "Optical spectroscopy on processing plasmas: cathode magnetron sputtering and flowing post-discharges for elastomer activation and medical sterilization". Thin Solid Films, (2005), 475,
- [4] Françoise Massines, Stéphane Mottin , "Plasmas froids : Génération, caractérisation et technologies" , Publication de l'université de Saint – Etienne, 2004.
- [5] P. Seimandi, " Modélisation mathématique et numérique de décharges couronnées pour le contrôle d'écoulement " ; thèse de doctorat, 2010, Université Toulouse III-Paul Sabatier, France 2010.
- [6] Chapman, B, Glow ; " Discharge Processes, Sputtering and Plasma Etching" ; New York USA 1980
- [7] L. Therese, "Plasmas radiofréquence pour l'analyse des matériaux. Etudes expérimental, analytique et numérique", Thèse de Doctorat, Université Paule Sabatier de Toulouse, France, (2005).
- [8] P. Belenguer, "Modélisation des décharge radiofréquence en régime collisionnel", Thèse de Doctorat, Université de Nancy I, France, n° 831(1990).
- [9] Livre, Abdelaziz Bouchikhi " Modèle Fluide d'ordre deux en 1D et 2D d'une Décharge Luminescente", July 9, 2012.
- [10] ZACH TayebNasrallah , "Modélisation des décharges à barrières diélectriques à haute pression", Thèse de Doctorat, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf,2020
- [11] HABEL El hadj, thèse de doctorat, " Modélisation bidimensionnelle des décharges Radiofréquences à basse pression " , - USTO-MB, ORAN 2018.