



République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université **Ibn khaldoun** de Tiaret
Faculté des Sciences et de la Technologie et Science de la Matière
Département des Sciences et de la Technologie
École Doctorale d'Électrotechnique et ses Applications

MEMOIRE

Préparé en vue de l'obtention du diplôme de

MAGISTER

Spécialité : Électrotechnique

Option : Matériaux diélectriques et haute tension

Présenté par

MEKKID Malika

Thème

MODELE NUMERIQUE D'ORDRE 1 D'UNE DECHARGE LUMINESCENTE BASSE PRESSION DANS L'ARGON

Soutenu le 30/05/2013 devant le jury :

D .MAHI	PROFESSEUR	UNIV. LAGHOUAT	PRESIDENT
A.SMAILI	MAITRE DE CONFERENCES CLASSE A	UNIV. TIARET	ENCADREUR
B.ZEGNINI	PROFESSEUR	UNIV. LAGHOUAT	EXAMINATEUR
T.ALLAOUI	MAITRE DE CONFERENCES CLASSE A	UNIV .TIARET	EXAMINATEUR
A.HAMID	PROFESSEUR	USTO	CO-ENCADREUR

Remerciements

Je remercie Dieu, tout puissant, de m'avoir accordé la force, la volonté et le courage pour dépasser toutes les difficultés et réaliser ce travail.

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements à mon encadreur **D. SMAGLI Atallah**. Je souhaite qu'il trouve ici le témoignage de ma profonde reconnaissance pour m'avoir accordé toute sa confiance, l'aide et les conseils qu'il n'a cessé de m'apporter au cours de ce travail.

Je suis très sensible à l'honneur que me fait Monsieur **MAHJ Djlali**, professeur à l'Université de Laghouat, de présider le jury de ma thèse. Je le prie de bien vouloir accepter mes plus vifs et sincères remerciements.

Je ne remercierais jamais assez **M. HAMID AZZEDINE** Professeur à l'USTO qui m'a reçu à bras grands ouverts. Je voudrais lui exprimer particulièrement ma gratitude.

J'adresse également mes remerciements à Monsieur **B. ZEQMMA**, Maître de Conférences à l'Université de Laghouat et Monsieur **T. ALLAOUJ**, Maître de Conférences à l'Université de Tiaret pour l'honneur qu'ils me font en acceptant de juger ce travail.

Une mention particulière doit être attribuée à Mme **KHEIRA BELHACHEL** et Mme **BADOU MESSAOUDA**, enseignantes à l'Université de TIARET, pour leur soutien, leur disponibilité et leur sympathie. Qu'elles trouvent ici le témoignage de mon amitié sincère.

Enfin à toutes les personnes qui ont accepté de consacrer une partie de leur temps pour m'aider à réaliser ce modeste travail.

Dédicaces

A la mémoire de mon père, qui aurait été Comblé de joie ;

A la lumière de ma vie ma chère mère ;

A mes chers frères et sœurs, sans oublier mes nièces et

neveux ; A mes très chères amies : Aicha ,Malika, Mokhtaria ;

A tous ceux qui m'ont encouragé de prêt ou de loin ;

Je dédie ce mémoire.

Notations

V	:	Tension appliquée
E	:	Champ électrique appliqué
d	:	Distance inter – électrodes
R_c	:	Résistance variable du circuit électrique alimentant la décharge
i	:	Courant électrique
i_o	:	Courant cathodique dû à une source extérieure
α	:	Premier coefficient de Townsend
γ	:	Second coefficient de Townsend
V_d	:	Tension de claquage
n_e	:	Densité des électrons
n_i	:	Densité des ions
N	:	Densité des particules neutres
N^*	:	Densité de particules excitées
$f(\vec{v}, \vec{r}, t)$:	Fonction de distribution spatiale des densités des particules
t	:	Le temps
g	:	L'accélération
S	:	Terme source de création et de perte des espèces.
\vec{r}	:	Vecteur position
\vec{F}	:	Forces totales exercées sur la particule
m	:	Masse de la particule
v	:	Vitesse de la particule
\bar{v}	:	Valeur moyenne de la vitesse
P	:	Tenseur de pression cinétique
ν_m	:	Fréquence moyenne de transfert de quantité de mouvement
ν_i	:	Fréquence d'ionisation
ν_a	:	Fréquence d'attachement

ν_d	:	Fréquence de détachement
τ_M	:	Constante de temps
\mathcal{R}_{e-i}	:	Coefficient de recombinaison électrons-ions positifs
r_{i-i}	:	Coefficient de recombinaison ions négatifs-ions positifs
ϕ_e	:	Flux d'électrons
ϕ_i	:	Flux ionique
μ_e	:	Mobilité des électrons
D_e	:	Coefficient de diffusion des électrons
e	:	Charge de l'électron
K	:	Constants de Boltzmann
T_e	:	Température électronique
T_{ion}	:	Température ionique
ε_0	:	Permittivité du vide
ρ	:	Densité de charge
P	:	Pression du gaz
E/N	:	Champ électrique réduit
λ	:	Libre parcours moyen
dn	:	Nombre des particules
W	:	Vitesse de dérive de l'espèce.
ε	:	Energie de l'électron
Δt	:	Pas de calcul en temps
Δx	:	Pas de calcul entre deux positions
nt	:	Nombre de mailles suivant le temps t
nx	:	Nombre de mailles suivant la position x

Liste des Figures

Figure (1-1) : Principales étapes de la destruction des oxydes d'azote	11
Figure (2-1) : Schéma électrique de production d'une décharge	17
Figure (2-2) : Caractéristique courant-tension d'une décharge à électrodes planes et parallèles	18
Figure (2-3) : Propriétés principales d'une décharge luminescente (Delcroix)	22
Figure (3-1) : Discrétisation par différences finies d'un segment [a, b]	40
Figure (3-2) : Domaine d'étude	42
Figure (3-3) : Schéma d'une maille P	42
Figure (3-4) : Maille élémentaire du système d'équations (3-14)	44
Figure (3-5) : Maille élémentaire du système (3-23)	49
Figure (4-1) : Distribution spatiale du potentiel électrique en régime stationnaire	56
Figure (4-2) : Distribution spatiale du champ électrique en régime stationnaire	57
Figure (4-3) : Distribution spatiale de la densité électronique en régime stationnaire	58
Figure (4-4) : Distribution spatiale de la densité ionique en régime stationnaire	58
Figure (4-5) : Distribution spatiale de la densité des particules chargées en régime stationnaire	59
Figure (4-6) : Distribution spatiale du flux électronique en régime stationnaire	60
Figure (4-7) : Distribution spatiale du flux ionique en régime stationnaire	60
Figure (4-8) : Distribution spatiale du flux total en régime stationnaire	61
Figure (4-9) : Distribution spatiale de la densité de courant électronique en régime stationnaire	62
Figure (4-10) : Distribution spatiale de la densité de courant ionique en régime stationnaire	62
Figure (4-11) : Distribution spatiale de la densité de courant total en régime stationnaire	63
Figure (4-12) : Distribution spatiale du potentiel électrique en régime stationnaire	65
Figure (4-13) : Distribution spatiale du champ électrique en régime stationnaire	65
Figure (4-14) : Distribution spatiale de la densité électronique en régime stationnaire	66
Figure (4-15) : Distribution spatiale de la densité ionique en régime stationnaire	66

Figure (4-16) : Distribution spatiale du flux électronique en régime stationnaire	67
Figure (4-17) : Distribution spatiale du flux ionique en régime stationnaire	67
Figure (4-18) : Influence de la tension appliquée sur la distribution spatiale de la densité électronique en régime stationnaire	68
Figure (4-19) : Influence de la tension appliquée sur la distribution spatiale de la densité ionique en régime stationnaire	69
Figure (4-20) : Influence de la tension appliquée sur la distribution spatiale du potentiel électrique en régime stationnaire	70
Figure (4-21) : Influence de la tension appliquée sur la distribution spatiale du champ électrique en régime stationnaire	71
Figure (4-22) : Influence de la pression du gaz sur la distribution spatiale de la densité électronique en régime stationnaire	72
Figure (4-23) : Influence de la pression du gaz sur la distribution spatiale de la densité ionique en régime stationnaire.	73
Figure (4-24) : Influence de la pression du gaz sur les distributions spatiales du potentiel électrique en régime stationnaire	74
Figure (4-25) : Influence de la pression du gaz sur les distributions spatiales du champ électrique en régime stationnaire	75
Figure (4-26) : Influence de la distance inter-électrodes sur la distribution spatiale de la densité électronique en régime stationnaire	76
Figure (4-27) : Influence de la distance inter-électrodes sur la distribution spatiale de la densité ionique en régime stationnaire	77
Figure (4-28) : Influence de la distance inter-électrodes sur la distribution spatiale du potentiel électrique en régime stationnaire	78
Figure (4-29) : Influence de la distance inter-électrodes sur la distribution spatiale du champ électrique en régime stationnaire	79

TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS	ii
NOTATIONS	iii
LISTE DE FIGURES	iv
TABLE DE MATIERES	vii
INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE I : GENERALITES SUR LES PLASMAS FROIDS	
I-1 Introduction	5
I-2 Signification du plasma	5
I-3 Technique de génération d'un plasma	6
I-4 Etat de l'art	7
I-5 Applications industrielles des plasmas froids	9
I-5-1 Traitement de surface	9
I-5-2 Traitement des polluants gazeux	10
I-5-3 Procédés PVD assistés par plasma	11
I-5-4 Procédés PACVD	12
I-5-5 La stérilisation médicale	12
I-5-6 Pulvérisation et dépôt de couches minces	13
I-5 -7 Nituration	13
I-6 Conclusion	14
CHAPITRE II : APERÇU SUR LES DECHARGES LUMINESCENTES ET LEUR MODELISATION	
II-1 Introduction	15
II-2 Décharges éclectiques	15
II-3 Caractéristique courant-tension	16
II-3-1 Zone de non autonomie (AB)	19

II-3-2 Décharge de Townsend (BC)	20
II-3-3 Décharge luminescente (CDEFG)	21
II-3-4 Arc électrique	21
II-4 Les décharges luminescentes	21
II-4-1 Architecture spatiale de la décharge luminescente	21
II-4-1-1 Région cathodique et lueur négative	23
II-4-1-2 Espace sombre de Faraday	23
II-4-1-3 Colonne positive	24
II-4-1-4 Région anodique	24
II-4-2 Différents régimes luminescents de la décharge	24
II-4-2-1 Régime subnormal de la décharge luminescente	24
II-4-2-2 Régime normal de la décharge luminescente	25
II-4-2-3 Régime anormal de décharge luminescente	25
II-5 Phénomènes physico-chimiques dans une décharge	25
II-6 Modèle physique	28
II-6-1 Fonction de distribution	28
II-6-1-1 Grandeurs moyennes	28
II-6-2 Equation de Boltzmann	29
II-6-3 Les équations fondamentales de conservation	31
II-6-3-1 Équation de continuité	31
II-6-3-2 Équation de transfert de quantité de mouvement	31
II-6-4 Modèle électrique auto cohérent	32
II-6-4-1 Modèle fluide	32
II-6-4-2 Modèle microscopique	33
II-6-4-3 Modèle hybride	33
II-6-5 Modèle fluide et approximation du champ local	33
II-7 Conclusion	34

CHAPITRE III : DISCRETISATION DES EQUATIONS DE TRANSPORT EN 1D D'UNE DECHARGE LUMINESCENTE

III-1 Introduction	35
III-2 Aperçu bibliographique sur les méthodes de résolution des équations de Continuité	35
III-3 Modèles numériques adoptés et discrétisation des équations fluide-Poisson	37
III-3-1 Description générale	37
III-3-2 Les équations du modèle	37
III-3-2-1 Equations de transport pour le modèle 1D	37
III-3-3 Equation de Poisson	39
III-4 Méthode des différences finies	40
III-4-1 Formalisme mathématique de la méthode	41
III-5 Discrétisation de l'équation de transport en 1D	43
III-5-1 Méthode numérique des différences finies « implicite »	43
III-5-2 Schéma numérique des différences finies « implicite » avec flux exponentiel	45
III-5-2-1 Discrétisation de l'équation de continuité pour les électrons et les ions	45
III-5-2-2 Discrétisation de l'équation de Poisson	49
III-6 Conclusion	52

CHAPITRE IV : MODELISATION NUMERIQUE ET RESULTATS DE LA SIMULATION

IV-1 Introduction	53
IV-2 Description du modèle	53
IV-3 Les paramètres de transport	55
IV-4 Présentation des résultats de la simulation	55
IV-5 Les conditions initiales et aux limites	55
IV-6 Les caractéristiques électriques de la décharge	56

IV-6-1 Distributions spatiales du potentiel et du champ électriques	56
IV-6-2 Distributions spatiales des densités électronique et ionique	58
IV-6-3 Distributions spatiales des flux électronique et ionique	60
IV-6-4 Distributions spatiales des densités de courants électronique et ionique	62
IV-7 Teste de validité dans l'argon	64
IV-7-1 Conditions de Lowke et Davies	64
IV-7-2 Validation des résultats	64
IV-8 Etude du comportement de la décharge en fonction des différents paramètres	68
IV-8-1 Influence de la tension appliquée	68
IV-8-1-1 Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique	68
IV-8-1-2 Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales du potentiel et du champ électriques	70
IV-8-2 Influence de la pression du gaz	72
IV-8-2-1 Influence de la pression sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique	72
IV-8-2-2 Influence de la pression sur les distributions spatiales du potentiel et du champ électriques	74
IV-8-3 Influence de la distance inter-électrodes	75
IV-8-3-1 Influence de la distance inter-électrodes sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique	76
IV-8-3-2 Influence de la distance inter-électrodes sur les distributions spatiales du potentiel et du champ électriques	78
IV-9 Conclusion	80
CONCLUSION GENERALE	81
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	84

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

Le plasma désigne un état physique de la matière qui vient compléter les trois états classiques : solide, liquide et gazeux. Ce milieu, quoique naturellement peu présent dans notre environnement, représente 99% de la matière dans l'Univers. Un plasma est un gaz ionisé obtenu en fournissant de l'énergie à la matière par adjonction d'un champ électrique ou magnétique, ou sous forme de chaleur. Bien qu'électriquement neutre d'un point de vue macroscopique, il comprend non seulement des atomes ou des molécules neutres, mais aussi des espèces excitées, des ions et des électrons.

Une forme de différenciation des plasmas est leur état thermodynamique : on distingue alors les plasmas à l'équilibre thermodynamique (ou plasmas thermiques) et les plasmas hors-équilibre (plasmas froids) suivant que les températures qui les caractérisent (électronique, rotationnelle, vibrationnelle, cinétique) sont égales ou pas.

- Les plasmas thermiques sont générés par des torches à plasma ou des arcs. Les températures de ces plasmas sont typiquement comprises entre 5000 et 50000 k (utilisés notamment pour la fusion thermonucléaire) [01]. Ces plasmas, dont la puissance varie de quelques kilowatts à quelques mégawatts, nécessitent la mise en jeu de courants importants.
- Les plasmas hors-équilibre sont généralement produits par décharge luminescente, décharge couronne ou courant inductif radiofréquence. Leur température électronique (1000 à 10000 k) est très supérieure à la température du gaz, proche de l'ambiante (généralement inférieure à 500 k) [01].

Dans ce type de plasma, la majeure partie de l'énergie n'est pas convertie en chauffage du gaz mais en réactivité chimique par production d'espèces métastables, dissociées et ionisées. Les puissances typiquement mises en jeu pour obtenir un plasma hors-équilibre vont de quelques watts à quelques kilowatts.

Ces dernières années, la communauté scientifique s'est intéressée de plus en plus aux plasmas froids. En effet les plasmas froids sont une technologie prometteuse qui tend à pénétrer un nombre croissant de domaines d'applications. Ils peuvent être générés par plusieurs procédés. Dans ce travail, seuls les plasmas générés par décharges luminescentes seront étudiés.

Cette étude est motivée par l'intérêt que suscite ce type de décharges dans de nombreuses et diverses applications industrielles. Les plasmas des décharges froides, qu'elles soient

luminescentes ou couronnes, sont caractérisés par un écart important entre la température des électrons et celle du gaz plasmagène (compris entre 1000°K et plus). Cette absence d'équilibre entre les deux températures permet d'obtenir un plasma dans lequel la température du milieu gazeux est très voisine de la température ambiante, alors que celle des électrons est très élevée, ce qui leur permet d'acquérir des énergies suffisamment élevées pour subir des collisions inélastiques : ionisation, attachement, excitation [01].

Les enjeux commerciaux importants de la microélectronique, et le coût croissant de la technologie, justifient de plus en plus l'investissement dans la compréhension de la technologie des plasmas froids. Cette compréhension passe nécessairement par la modélisation et la conception de codes en raison de la complexité des phénomènes physico-chimiques qui se produisent lors des décharges électriques qu'elles soient luminescentes ou couronnes.

L'objectif recherché par la modélisation et la simulation des décharges électriques est de permettre la convergence vers le problème posé par une étude paramétrique, qui nous offre la possibilité de faire varier ces paramètres et par la suite comprendre de mieux en mieux les phénomènes qui siègent au sein du plasma tels que : la cinétique chimique et la dynamique des espèces chargées.

À cet effet, ce travail est consacré à la modélisation monodimensionnelle d'une décharge luminescente en régime continu, dans un gaz monoatomique (argon) et entretenue par un terme source constant de production de paires électron- ion. Grâce à cette modélisation toutes les propriétés électriques de la décharge seront déterminées.

Dans le premier chapitre, on présente un aperçu général sur les plasmas et leurs domaines d'application. En effet les plasmas hors équilibre occupent une place importante dans le développement technologique de certains domaines grâce à leurs propriétés intéressantes.

Le deuxième chapitre est composé de deux parties. La première partie est consacrée à l'étude de la caractéristique courant-tension d'une décharge luminescente basse pression à l'état stationnaire et entretenue entre deux électrodes planes et parallèles qui fait l'objet de cette étude. Les différentes zones lumineuses de cette décharge sont présentées dans l'intervalle inter-électrodes. Une attention particulière est portée sur les phénomènes physico-chimiques qui siègent au sein d'une décharge.

Du point de vue électrique, trois principales régions siègent dans le volume inter-électrodes : La gaine cathodique, la colonne positive et la gaine anodique.

La deuxième partie de ce chapitre a pour objectif de présenter les différents modèles utilisés pour la résolution des équations de transport. On distingue généralement deux approches pour l'étude théorique des plasmas. Une approche microscopique ou particulaire, et une approche macroscopique ou hydrodynamique. Dans la première approche, les phénomènes sont analysés à l'échelle du libre parcours moyen, on parle donc de modèles particuliers. Tandis que dans la deuxième approche, les grandeurs moyennes du plasma sont étudiées, on fait appel donc au modèle fluide. Les équations de base utilisées pour la modélisation des décharges hors équilibre sont présentées d'une manière générale

Le troisième chapitre, présente le modèle mathématique de la décharge luminescente à basse pression. Une attention particulière est portée sur la description détaillée du modèle fluide d'ordre 1, constitué par les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann : l'équation de continuité et l'équation de quantité de mouvement, couplées à l'équation de Poisson. Un aperçu sur la méthode des différences finies implicite à flux exponentiel, utilisée pour la résolution des équations macroscopiques de conservation des particules au sein du gaz soumis à une décharge luminescente entre deux électrodes planes et parallèles. La résolution est effectuée par l'algorithme de Thomas pour la résolution des matrices tridiagonales. Les hypothèses simplificatrices, les conditions aux limites et les conditions initiales sont prises en considération dans ce chapitre.

Le quatrième chapitre, est consacré à l'étude du comportement des particules chargées dans un gaz monoatomique (l'argon) en présence d'une décharge luminescente basse pression, entretenue par un terme source constant de production de paires électron-ion, dans une configuration géométrique cartésienne avec des paramètres indépendants du champ électrique. L'objectif est de déterminer par la modélisation les propriétés électriques de la décharge.

Dans une première partie de ce chapitre, on présente les distributions spatiales des densités des particules chargées (électrons et ions positifs), du potentiel et du champ électriques, des flux électronique et ionique et des densités de courants électronique et ionique à l'état stationnaire en considérant les paramètres de transport indépendants du champ électrique. Les résultats obtenus par l'évolution de cette décharge, sont comparés avec ceux issus du modèle de **Lowke** et **Davies**.

Dans une deuxième partie de ce chapitre on étudie l'effet de la tension appliquée, de la pression du gaz et de la distance inter-électrodes sur les propriétés électriques de la décharge. Ces paramètres d'utilisation peuvent modifier les différentes zones de celle-ci et par conséquence, influencer ses caractéristiques électriques.

Les propriétés électriques de la décharge sont : les distributions spatiales des densités électronique et ionique, le potentiel et le champ électriques.

Une *conclusion générale* est présentée à la fin de ce travail.

CHAPITRE I :

GENERALITES SUR LES PLASMAS FROIDS

I-1 Introduction

L'étude scientifique des décharges électriques a commencé au XVIII^e siècle par l'observation expérimentale d'étincelles produites par des générateurs électrostatiques et des éclairs d'orages. Ensuite l'invention des piles suffisamment puissantes a permis à **V.V Petrov** [2] de produire le premier arc électrique en 1803 dans l'air. **Humphrey Davy** [3] en fit ensuite l'étude. Mais ce fut **Michail Faraday** [4] qui, entre 1831 et 1835, découvrit et commença l'étude des décharges lumineuses en utilisant des tubes contenant des gaz à une pression de l'ordre de 100 Pa sous 1000v. Par la suite à la fin du XIX^e siècle et au début du XX^e siècle, la physique des décharges électriques dans les gaz a permis à la physique atomique de faire ses premiers progrès avec les travaux de **William Crooke** et de **Thomson**, avec en particulier la mise en évidence du rôle fondamental des électrons dans la décharge. Vers 1900, un élève de **Thomson**, **Townsend** réalisa la première modélisation d'une décharge correspondant au cas de décharge lumineuse en champ uniforme. **Langmuir** travailla aussi sur ces décharges et introduisit le concept du plasma. Au cours du XX^e siècle, on passe à l'exploration des décharges en fonction de la fréquence, tandis que la modélisation progressait en raison du développement des applications de plus en plus nombreuses des décharges électriques.

I-2 Signification du plasma [5]

Lorsque qu'on élève la température de la matière, elle passe successivement, depuis le zéro absolu, par des états solide, liquide puis gazeux. Mais si on continue à la chauffer, elle subit une nouvelle transformation d'un autre ordre. Les collisions entre particules de matière se multiplient et l'état gazeux initial, composé d'atomes ou de molécules neutres, passe dans un état ionisé, dans lequel cohabite une densité égale d'ions positifs et de charges négatives, arrachées aux nuages électroniques des atomes. Ce mélange de particules chargées s'appelle un plasma, et constitue le « quatrième état de la matière », largement présent dans la nature. Les couronnes stellaires (celle du soleil par exemple), l'ionosphère qui entoure la terre entre 60 et 700 Km d'altitude, la foudre et les flammes s'échappant d'un feu sont des plasmas d'origine naturelle.

Historiquement, les plasmas ont été observés sans comprendre leur nature ou leur composition, tels que le vent solaire, les aurores de boréales, les flammes etc.

Ce n'est qu'à la suite d'expériences, qu'il a été démontré que les nuages sont électriquement chargés pendant l'orage, que la foudre est un transfert de charges important et que les flammes peuvent être influencées par des objets chargés, démontrant ainsi la nature électrique de ces phénomènes. Sur le plan scientifique et technologique, l'intérêt pour les propriétés des plasmas ne date pas d'hier et leur première utilisation la plus répandue fut l'engouement pour l'éclairage au néon il y a plusieurs décennies. Dans de nombreux domaines, la maîtrise à basse pression de l'intensité énergétique de particules qui le composent, tout en maintenant les températures à des niveaux contrôlables, a ouvert des champs d'application considérable. Lorsqu'un matériau est déposé dans un plasma d'un gaz donné (la gamme des gaz utilisés est très variable), on peut, en effet, développer des processus remarquables de traitement de surface, quasiment impossibles à obtenir par les voies solides ou liquides classiques. Pour toute autre échelle, c'est encore sur la physique des plasmas, cette fois à des températures extraordinairement élevées, que s'appuient toutes les recherches de pointe pour l'énergie futuriste de la fusion nucléaire.

I-3 Technique de génération d'un plasma [1]

Dans leur état normal, les gaz sont des isolants électriques car ils ne contiennent quasiment pas d'espèces chargées libres (électrons ou ions). Par exemple, dans l'air et dans les conditions normales de température et de pression, il y a quelques 10 à 20 électrons $\text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$ qui sont créés par photo ionisation (interaction entre le rayonnement cosmique et les molécules de l'air). Ce chiffre est très faible par rapport aux 10^{25}m^{-3} molécules neutres (N_2 et de O_2). Donc pour créer un plasma froid, c'est-à-dire créer des espèces chargées et excitées en nombre suffisamment important dans un gaz initialement neutre, il faut amorcer ce que l'on appelle une « *décharge électrique* ».

La génération d'un plasma hors équilibre, comme il a été cité, est principalement effectuée par les électrons, même si les ions peuvent dans certains cas consommer une partie non négligeable de l'énergie électrique totale dissipée dans le milieu. Il existe une grande variété de méthodes de « *chauffage* » des électrons dans un plasma hors équilibre : à l'aide de sources continues, radiofréquence, micro-onde etc.

C'est une variété de méthodes de génération du plasma et de dépôt de l'énergie électronique dans le milieu qui confèrent aux plasmas hors équilibre une grande richesse à la fois au niveau de la physique et des applications.

Voici deux méthodes qui nous permettent de générer un plasma :

- a) Par un système à deux électrodes sous un champ électrique important : il s'agit des décharges en courant continu (luminescentes et couronnes).
- b) Par un système sans électrodes sous un champ électromagnétique variable de type basses fréquences, radiofréquence (à couplage capacitif ou inductif) ou micro-onde.

Les plasmas thermiques sont habituellement produits par des arcs électriques à la pression atmosphérique, mais peuvent aussi être obtenus par des décharges à excitation radio- fréquence ou par un claquage laser dans un gaz à pression atmosphérique.

I-4 Etat de l'art [6]

Les plasmas froids sont des gaz faiblement ionisés pour des pressions comprises entre 10^{-6} et plusieurs atmosphères. On peut les classer en deux catégories : les plasmas hors équilibre et les plasmas thermiques.

- a) **Les plasmas hors équilibre** : Ont la particularité de présenter une population d'électrons d'énergie moyenne élevée (1-10 eV) et d'espèces neutres et ioniques « froides » (typiquement 300 à 3000 K). La gamme de pression est généralement inférieure ou égale à une atmosphère. Ces propriétés conduisent à leur utilisation dans de multiples domaines industriels. Leur particularité est d'utiliser l'énergie des électrons, de sorte que ces espèces « actives » soient produites à basse température.
- b) **Les plasmas thermiques** : La gamme de pression est généralement comprise entre une et plusieurs atmosphères. Toutes les espèces de particules (électrons, ions, atomes et molécules) ont des températures voisines pouvant atteindre quelques milliers de degrés. La spécificité de ce type de milieu est qu'il est utilisé dans de nombreuses applications : éclairage, soudure, découpe, dépôt, disjoncteur, projection etc.

Les plasmas froids ont été initialement développés et étudiés par des physiciens compétents en électromagnétisme et en génie électrique. La recherche sur les plasmas froids s'est tout d'abord développée autour de l'étude du couplage de l'énergie au gaz. Dans la plupart des cas, il s'agit

d'appliquer un champ électrique au gaz : celui-ci doit être suffisant pour obtenir le claquage du gaz et la formation d'un plasma entretenu. Les plasmas froids ont été étudiés sur une large plage de pression (de 10^{-6} à plusieurs fois la pression atmosphérique) et de fréquence d'excitation (du continue aux fréquences micro-ondes). Les différents moyens de diagnostics existants, couplés au développement de modèles auto cohérents, permettent de caractériser ces milieux en vue d'une meilleure optimisation de leur utilisation. Ceci signifie que la communauté scientifique dispose actuellement d'un acquis technologique réel en matière de conception de réacteurs plasmas.

Les plasmas ont été depuis longtemps utilisés en tant que sources de photons (lampes d'éclairage, lasers) ou commutateurs haute et basse tension. L'introduction dans les années 70 des plasmas dans l'industrie microélectronique a été une étape importante pour le développement ultérieur des divers procédés de traitements de matériaux (gravure et dépôt de couches minces, oxydation, nitruration d'aciers, traitement de surface de polymères synthèses et traitement de poudres etc.)

Depuis les années 80, les plasmas froids sont en effet impliqués dans des applications industrielles qui n'ont cessé de se multiplier et de se diversifier, touchant notamment la micro-optoélectronique, la métallurgie, la sidérurgie, l'automobile, l'aéronautique, l'emballage, l'industrie textile etc. Les procédés plasmas sont également promis à jouer un rôle dans le domaine médical, que ce soit pour le dépôt de couches biocompatibles (notamment pour les prothèses), ou pour la stérilisation du matériel médical. Ils apparaissent également comme des candidats prometteurs pour la dépollution d'effluents gazeux (traitement des fumées d'usines, gaz d'échappements des automobiles).

Un autre axe de d'étude concerne les propulseurs ioniques à plasmas embarqués, utilisés notamment pour le changement d'orbites de satellites. Les plasmas sont donc omniprésents dans l'univers.

L'étude des mécanismes de création et du maintien des plasmas froids s'est développée en s'appuyant sur les diagnostics expérimentaux et la modélisation numérique. Les techniques de diagnostic des plasmas froids se déclinent selon trois familles principales : les diagnostics optiques (spectroscopie optique), électriques (mesures de courant et de tension, sonde de Langmuir) et chimiques (spectromie de masse, chromatographie). Ces diagnostics anciens pour certains (sonde de Langmuir par exemple) n'ont cessé d'évoluer au cours des années, avec l'avènement des lasers, diodes lasers dans des gammes spectrales de plus en plus large, avec une

amélioration constante des sensibilités de détection et des résolutions spatiales et temporelles des différentes diagnostics (détecteurs CCD).

La modélisation numérique des réacteurs plasmas et des dispositifs de décharges a connu un développement très important pendant la dernière décennie.

Les objectifs généralement recherchés par la modélisation numérique dans le domaine des décharges électriques sont de deux types. Il peut s'agir dans le premier cas, d'améliorer la compréhension d'un phénomène donné comme la cinétique chimique, la dynamique des espèces chargées, le dépôt d'énergie électrique dans le gaz et le transport d'une espèce donnée. Comme il peut aussi concerner, dans le deuxième cas, la construction d'outils prédictifs permettant la simulation globale de réacteurs ou dispositifs plasmas. Dans les deux cas le développement de modèles de réacteurs à plasma ne peut se concevoir sans l'association de diagnostics expérimentaux qui permettent à la fois d'orienter le travail de modélisation et de valider les modèles. En effet, les procédés plasmas sont en général gouvernés par un nombre très important de phénomènes physiques et de paramètres physico-chimiques. La diversité des phénomènes, à prendre en compte, fait de l'étude des réacteurs à plasma un domaine de recherche par excellence pluridisciplinaire.

I-5 Applications industrielles des plasmas froids [1]

I-5-1 Traitement de surface

Voici un témoignage des avantages qu'il apporte dans le secteur désormais classique du traitement de surface, celui où il est le plus utilisé. On doit par exemple nettoyer une pièce couverte d'huile et de particules, comme c'est le cas après une opération d'usinage. Au lieu d'utiliser comme d'habitude un solvant, coûteux et dangereux, on commence par chasser le plus gros, mécaniquement, avec de l'air comprimé ou de l'eau, puis on élimine la fine couche d'huile résiduelle à l'aide d'un plasma froid à l'oxygène qui va volatiliser les polluants organiques de surface par un effet de « combustion froide » contrôlée. Comme résultat, on économise de la matière et on protège l'environnement (consommation et émanations de solvants) tout en traitant la pièce avec délicatesse. Ce procédé est en outre capable d'enlever même des substances chimiquement stables ou très adhésives, et ce sur, à peu près, n'importe quelle géométrie de pièce.

Enfin, il est possible de faire suivre le nettoyage d'une opération d'activation de la surface sans renchérir le procédé. Cette activation est souvent nécessaire en plasturgie pour permettre l'adhérence des peintures, vernis ou colles sur les matériaux polymères.

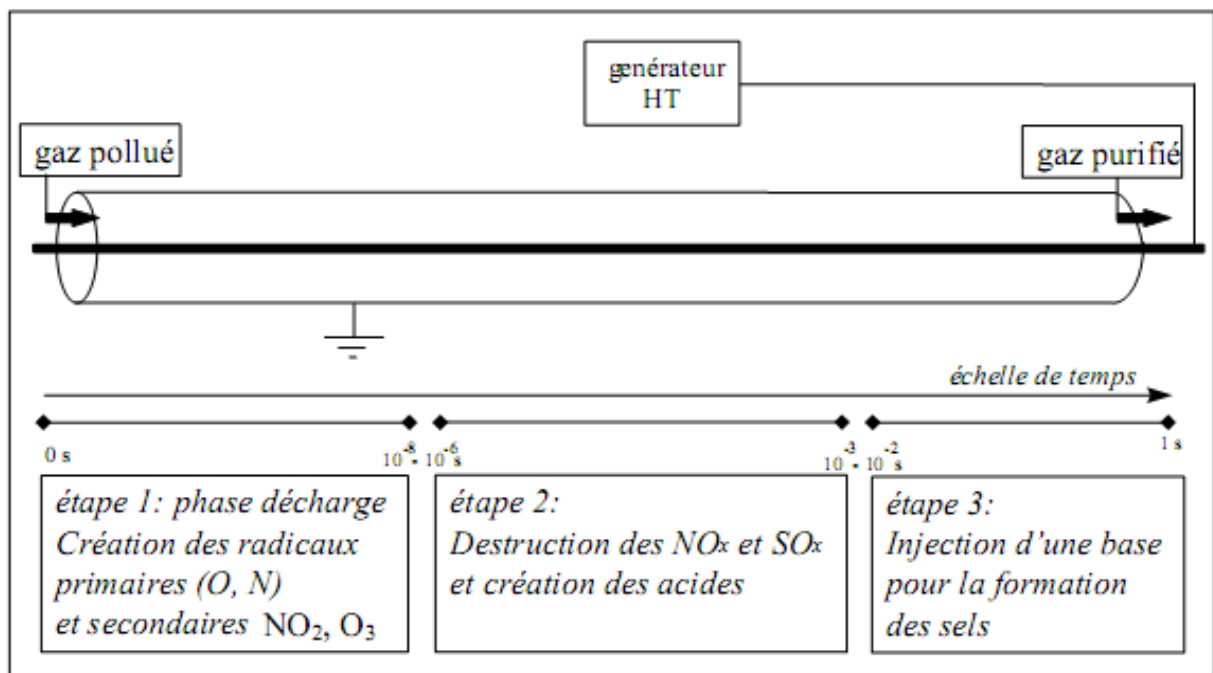
Les procédés à plasma froid en traitement de surface peuvent être classés en deux familles :

- a) Les procédés physiques, comme le traitement thermo-chimique ionique (TTI, par exemple la nitruration ionique) ou le dépôt physique en phase vapeur d'un matériau à l'état solide (PVDR).
- b) Les procédés chimiques, comme le dépôt en phase vapeur assisté par plasma (PACVD), la gravure ou érosion chimique ou encore le plasma froid post-décharge, variante du PACVD dans laquelle on découple la décharge et la formation des espèces réactives.

I-5-2 Traitement des polluants gazeux

Depuis une bonne dizaine d'années, les milieux scientifique et industriel s'intéressaient à la possibilité d'utiliser les plasmas froids pour la dépollution des effluents gazeux. L'idée de base est d'exploiter la réactivité chimique des radicaux et des espèces engendrés au sein du plasma pour transformer les molécules polluantes en molécules inoffensives (voir figure 1-1). La réaction se déroule dans l'air à la pression ordinaire et sans pertes thermiques. Les résidus obtenus peuvent en outre être parfois valorisables [7]. Les polluants visés dans les développements actuels sont essentiellement les oxydes de soufre et d'azote, les COV (ou Composés organiques volatils) et les molécules malodorantes. La production de radicaux réactifs pour dépolluer des effluents gazeux est également possible avec la technologie des faisceaux d'électrons, qui connaît déjà de nombreuses applications industrielles dans le monde.

Le plasma froid est sensiblement plus onéreux à mettre en œuvre, mais son développement beaucoup plus récent laisse encore de la place à des optimisations technico-économiques. En revanche, il bénéficie d'une grande souplesse d'utilisation et peut s'adapter à des débits de gaz très variables, puisqu'on envisage de l'utiliser aussi bien sur des cheminées de centrales que sur des pots d'échappement automobiles.



Figure(1-1) : Principales étapes de la destruction des oxydes d'azote[7]

I-5-3 Procédés PVD assistés par plasma

Dans ce cadre, les techniques de dépôt en phase vapeur (PVD) les plus courantes sont : le placage ionique, la pulvérisation cathodique magnétron et l'évaporation par arc cathodique.

Le placage ionique : dans ce premier cas, une cible solide (exemple une cible constituée d'un métal à déposer) est bombardée par un faisceau d'ions (en général des ions Ar^+) créé par décharge électrique (plasma) dans l'enceinte de dépôt. Les ions métalliques arrachés à la cible (cathode) par un effet purement mécanique se déposent alors sur un substrat (anode) (cas d'un système solide).

La pulvérisation cathodique magnétron : dans ce cas, les vitesses de dépôt peuvent être considérablement augmentées en utilisant des cathodes dites magnétrons. Celles-ci sont équipées à leur envers d'aimants permanents. Les champs magnétiques créés font alors décrire aux électrodes émis lors de la décharge électrique des trajectoires cycloïdes confinées au voisinage de la cible, d'où une augmentation du nombre d'ions créés, donc du nombre d'ions éjectés de la cible.

L'évaporation par arc cathodique : dans ce troisième cas, une décharge continue à très fort courant est localisée sur les cibles à évaporer. Cette méthode conduit à une très forte énergie d'ionisation qui permet d'atteindre un bon niveau d'adhérence des couches déposées.

I-5-4 Procédés PACVD

Le procédé de dépôt chimique en phase vapeur (PACVD), procédé dit encore « *polymérisation* », permet de déposer des films minces et ultraminces à partir d'une phase gazeuse contenant un monomère polymérisable. Dans le plasma, les molécules du monomère sont activées et fragmentées. Les fragments activés (radicaux libres) peuvent se recombinaer pour former de façon aléatoire des entités qui se déposent à la surface des substrats.

I-5-5 La stérilisation médicale

La stérilisation est l'opération qui consiste à éliminer ou tuer tous les micro-organismes portés par des milieux inertes contaminés.

Dans la stérilisation par plasma, deux types de procédés existent :

- a) Utilisation du plasma lui-même, c'est la zone dite « *de décharge* »
- b) Utilisation du flux gazeux émanant du plasma, c'est la zone « *de post décharge* » qui ne contient pas de particules chargées, elle est essentiellement composée d'atomes de molécules et de radicaux dont certains sont dans un état excité.

L'utilisation de la post décharge pour une application à la stérilisation présente certains avantages :

- a) Au niveau de cette zone, la température est inférieure à 50°C
- b) Elle permet de travailler à des températures quasi ambiantes
- c) Elle utilise des gaz non toxiques comme l'azote et l'oxygène
- d) Son principe d'action et en particulier la phase gravure, laisse supposer une efficacité sur les agents transmissibles non conventionnelles.

Cette dernière remarque justifie à elle seule l'intérêt porté à la stérilisation portée par plasma.

En particulier les décharges luminescentes ont aussi de nombreuses applications industrielles dont deux seront brièvement décrites dans ce qui suit :

I-5-6 Pulvérisation et dépôt 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 l'électrode 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 dépend en particulier, de la quantité des atomes pulvérisés qui à leur tour dépendent du flux des ions créés dans la chute cathodique. À 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.).

I-5-7 Nitruration

Ce procédé consiste à faire diffuser superficiellement de l'azote dans un substrat dans le but d'obtenir de nouvelles structures métallographiques recherchées pour leurs caractéristiques mécanique et physique. 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 luminescentes. 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 luminescente entre les pièces et l'anode. Les espèces actives ainsi formées recouvrent alors les pièces que l'on voulait traiter. Là encore, la compréhension des caractéristiques de la décharge luminescente est essentielle à la maîtrise et à l'optimisation du procédé de nitruration.

1-6 Conclusion

Dans ce chapitre introductif, on a donné un aperçu général sur les plasmas et leurs caractéristiques. Les applications industrielles des propriétés des plasmas à basse pression et à faible température ont connu un développement important dans le domaine de la gravure microélectronique, et se sont étendues dans les années 80 à d'autres domaines, en particulier le domaine des matériaux métalliques et des polymères.

CHAPITRE II :

APERÇU SUR LES

DECHARGES

LUMINESCENTES ET LEUR

MODELISATION

II-1 Introduction

Ce chapitre a pour but de permettre aux lecteurs de se familiariser avec les décharges électriques et en particulier les décharges luminescentes. La première partie de ce chapitre est consacrée à l'étude de la caractéristique courant-tension de cette catégorie de décharge à l'état stationnaire et entretenue entre deux électrodes planes et parallèles. Les différentes zones lumineuses de cette décharge seront présentées dans l'intervalle inter-électrodes. Une attention particulière sera portée sur les phénomènes physico-chimiques qui siègent au sein d'une décharge.

Dans la deuxième partie de ce même chapitre, on présentera les différents modèles utilisés pour la résolution des équations de transport. Le modèle fluide d'ordre 1 utilisé pour la modélisation d'une décharge luminescente en régime continu et qui fait l'objet de ce travail est décrit d'une manière particulière. On établira les équations de base utilisées de façon générale pour la modélisation des décharges hors équilibre tout en décrivant les équations utilisées pour l'étude du transport des particules chargées dans la cadre de l'approche macroscopique. Ces équations de transport doivent être couplées à l'équation de Poisson qui est également décrite dans cette partie pour mettre en évidence l'importance du champ de la charge d'espace, qui règne dans l'espace inter-électrodes.

II-2 Décharges électriques

Le terme « décharge électrique » englobe l'ensemble des phénomènes physico-chimiques qui permettent de transférer de l'énergie d'une source extérieure (électrique et/ou magnétique) vers un gaz pour le rendre conducteur. La manière dont cette énergie est transférée au gaz dépend du couplage (source d'énergie - gaz), de la pression et de la nature du gaz. Ces paramètres conditionnent le type de plasma créé (plasma froid thermique ou non thermique) et donc son utilisation dans des applications précises.

On appelle décharge électrique le phénomène de passage d'un courant électronique dans un gaz. La manière la plus simple de générer une décharge est d'appliquer à un gaz sous pression réduite (de 10^{-3} à 10 Torr), placé entre deux électrodes, une différence de potentiel. Les porteurs de charges accélérés par le champ peuvent atteindre des températures moyennes bien plus grandes (surtout les électrons et dans certains cas les ions) que celles des particules neutres du milieu gazeux qui restent

pratiquement à la température ambiante. Les interactions qui en résultent entre particules chargées et atomes (ou molécules) du gaz entraînent la formation d'espèces excitées, ionisées, dissociées, etc.... Ce sont précisément les propriétés de ces diverses espèces ainsi formées par décharge électrique, qui sont exploitées dans de nombreuses applications des plasmas froids non thermiques (laser à gaz, lampes à décharge basse pression, traitement des surface par plasmas, panneaux à plasma, traitement des gaz pollués par décharge ionisantes, nitruration ionique, etc....) [8]

L'étude de ces décharges hors-équilibre [9], aussi bien d'un point de vue expérimental que numérique, a pour objectif de mieux comprendre les phénomènes de base pour mieux connaître les propriétés électrique et optique du plasma pour essayer ensuite de prédire (par le calcul basé sur un modèle de décharge) les conditions optimales de fonctionnement de la décharge en vue d'une application.

Les décharges à basse pression font partie du domaine des plasmas froids ; ce sont des gaz faiblement ionisés. Ces milieux sont électriquement neutres, ils contiennent des particules neutres, des électrons, des ions positifs et négatifs. Ces plasmas peuvent aussi être qualifiés de milieu hors équilibre, car la température des électrons est supérieure à celle des particules lourdes (neutres et ions).

Le domaine d'étude, pour ce travail concerne les décharges luminescentes, ce qui correspond à la caractéristique entre les points C et G de la figure (2-2).

II-3 Caractéristique courant-tension

L'application d'une tension continue entre deux électrodes d'un tube à gaz reste la méthode la plus classique et la plus simple pour réaliser une décharge (voir figure (2-1)). On la prend comme exemple pour passer en revue différents types de décharges en adoptant comme critère de classification les régimes de fonctionnement successifs obtenus en faisant varier la tension appliquée [10].

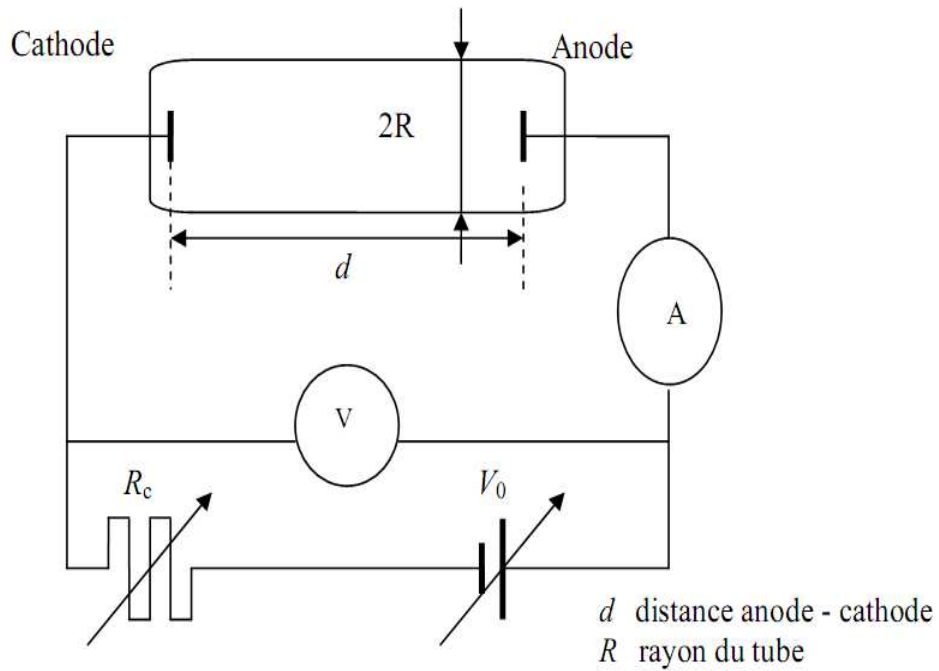


Figure (2-1) : Schéma électrique de production d'une décharge [10]

La figure (2-2) représente la caractéristique classique courant – tension de la décharge dans un gaz à basse pression. Cette courbe fait apparaître plusieurs domaines correspondant aux différents régimes de fonctionnement résumés ci-dessous en partant d'une décharge non autonome jusqu'au claquage du gaz se traduisant par un arc électrique qui correspond aux courants les plus forts.

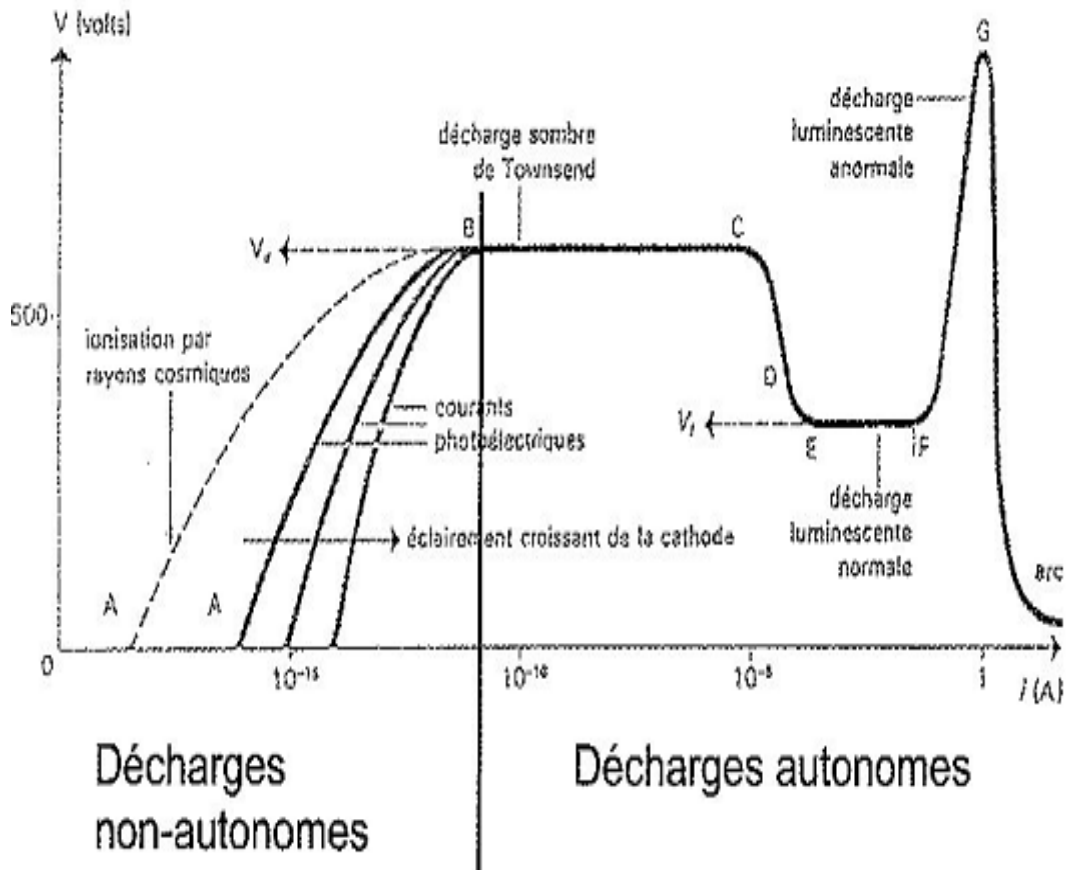


Figure (2-2) : Caractéristique courant-tension d'une décharge à électrodes planes et parallèles. [11] [12]

(AB) : Décharge non autonome

(BC) : Décharge de Townsend

(CD) : Décharge lumineuse subnormale

(EF) : Décharge lumineuse normale

(FG) : Décharge lumineuse anormale

(G→) : Transition à l'arc électrique

Une tension continue est appliquée entre deux électrodes au contact du gaz (figure (2-1)). La différence de potentiel V est appliquée à travers une résistance R_c par un générateur de force électromotrice V_0 . En faisant varier R_c et V_0 , on modifie le courant électrique qui passe dans le gaz. On obtient alors la caractéristique courant-tension de la décharge. La courbe de la figure (2-2) représente les variations de la tension en fonction du courant à l'état stationnaire d'une décharge lumineuse entre deux électrodes planes et parallèles de diamètre très grand par rapport à la distance qui les sépare. Cette courbe peut être décomposée en plusieurs tronçons correspondant aux différents régimes de la décharge lumineuse.

II-3-1 Zone de non autonomie (AB)

En réalité, cette zone (AB), située au début de la caractéristique $V(i)$ de la figure (2-2), est composée de trois régions différentes. Si l'on applique une tension continue et croissante V aux bornes des électrodes, on produit un déplacement de charges. Pour des faibles valeurs de V , on peut considérer que le champ électrique appliqué est homogène et qu'il s'écrit :

$$E = \frac{V}{d} \quad (2-1)$$

Où : d est la distance inter-électrodes.

Sous l'action du champ électrique, les électrons apparaissant de manière occasionnelle au niveau de la cathode, sont entraînés vers l'anode sans forcément l'atteindre (recombinaison, etc.). La fraction des électrons perdus en chemin est d'autant plus faible que leur vitesse est grande et donc que le champ est fort. Par conséquent le courant électrique i , dans le circuit alimentant la décharge est déterminé par le nombre de particules chargées arrivant aux électrodes par seconde, croît avec la tension V . A partir d'une certaine valeur de cette tension, pratiquement toutes les particules chargées (électrons et ions) et créées dans le gaz atteignent les électrodes. Le courant atteint une valeur de saturation et ne dépend plus de V . Ce courant est déterminé par le taux de création de charges due aux sources extérieures. La décharge est ainsi « *non autonome* ».

Pour des valeurs plus grandes de V , l'ionisation (et l'excitation) par impact électronique des molécules du gaz commence. Une amplification du courant est alors observée. Le facteur d'amplification s'écrit $\exp(\alpha d)$ avec α le coefficient de Townsend pour l'ionisation.

Si V est augmentée d'avantage, des processus secondaires rentrent en jeu et l'on a création d'électrons par des particules qui apparaissent suite aux processus primaires d'ionisation par impact électronique. Les processus secondaires affectent l'amplification du courant de manière plus importante s'ils produisent une émission secondaire à la cathode puisqu'un électron émis de la cathode couvre entièrement la distance inter-électrodes et produit donc plus d'ionisation qu'un électron libéré dans le gaz (Meek) [13].

En tenant compte de l'émission secondaire, le courant permanent de la décharge s'écrit :

$$i = \frac{i_0 \exp(\alpha d)}{1 - \gamma \exp(\alpha d - 1)} \quad (2-2)$$

Où :

i_0 : Courant cathodique dû à une source extérieure (irradiation UV, etc.)

γ : second coefficient de Townsend

γ est égal au nombre d'électrons émis pour un ion incident. Il a une valeur comprise entre 10^{-3} et 10^{-1} si la cathode est métallique (Townsend) [14].

Pour que la décharge soit autonome, il faut que pour un courant externe i_0 nul, le courant de décharge soit non nul. Ce qui veut dire qu'un courant circule même en absence de source externe d'électrons. Les processus existants dans le gaz assurent la reproduction des électrons éliminés par diffusion et recombinaison.

II-3-2 Décharge de Townsend (BC) [10]

Une fois la tension de claquage V_d est atteinte, une décharge autonome dont la nature et les conditions d'établissement diffèrent beaucoup selon que la pression est faible ou forte, prend naissance dans le gaz.

Si la résistance réelle R_c du circuit électrique alimentant la décharge est grande, le courant i est très petit et les densités de charges (électrons et ions) sont négligeables. La charge d'espace est alors très faible pour provoquer, de manière significative, des inhomogénéités du champ dans l'espace inter-électrodes. Puisque la distance inter-électrodes d est très petite par rapport au diamètre des électrodes, le champ électrique est le même qu'en absence d'ionisation.

Cette décharge sera autonome en appliquant aux électrodes une tension égale à la tension de claquage V_d . Cette tension assure la production stationnaire des électrons éjectés de la cathode et poussés vers l'anode.

En outre, la valeur du champ $E(x)$, x étant le paramètre position par rapport aux électrodes, indépendante des densités de charge (et de courant) fait que la courbe $V(i)$ de la décharge est $V(i)=V_d = \text{constante}$. Cette situation correspond au segment BC de la figure . Cette décharge est appelée décharge *sombre de Townsend* puisque l'ionisation (et l'excitation) est tellement faible que l'émission de la lumière provenant de la décharge n'est pas appréciable.

II-3-3 Décharge luminescente (CDEFG) [13].

Si l'on augmente le courant d'une décharge de Townsend par réduction de la résistance introduite ou par augmentation de la force électromotrice, la tension V entre les électrodes diminue à partir d'une certaine valeur du courant (figure 2-2) et il finit par s'établir une décharge luminescente, caractérisée par l'apparition de plusieurs zones lumineuses diffuses. Les différents régimes de la décharge luminescente occupent tout le domaine CDEFG de la caractéristique tension-courant de la figure (2-2).

Cependant, pour des densités de courant élevées, des processus du type émission thermoélectronique (échauffement de la cathode) ou émission par effet de champ deviennent prépondérants.

II-3-4 Arc électrique [10]

Si le courant augmente de façon notable, les effets thermiques à la cathode deviennent importants et il apparaît une abondante émission thermoélectronique à cet endroit. La tension aux bornes des électrodes diminue, le courant peut alors augmenter de façon importante : c'est *le régime d'arc*.

II-4 Les décharges luminescentes

Le but de cette section est de décrire les propriétés macroscopiques d'une décharge luminescente à électrodes planes et parallèles et d'introduire la terminologie nécessaire pour faciliter la discussion des résultats de la simulation.

II-4-1 Architecture spatiale de la décharge luminescente

Ce paragraphe est consacré à la description des caractéristiques macroscopiques de la décharge luminescente établie entre deux électrodes planes et parallèles.

Contrairement à la décharge de Townsend, la décharge luminescente à l'état stationnaire se distingue par trois propriétés : l'existence d'une charge d'espace, une non-uniformité du champ électrique axial, une luminosité visible à l'œil nu et une hétérogénéité dans la décharge liée à la présence de plusieurs zones ayant des caractéristiques physiques très distinctes (champ électrique, densité d'électrons, d'ions). L'étendue relative de ces diverses zones varie avec la pression et la distance inter-électrodes.

La figure (2-3) représente ces différentes zones et l'on distingue d'un côté les régions voisines des électrodes où l'influence de ces dernières est importante et d'un autre côté le plasma de la décharge, milieu ionisé et macroscopiquement neutre, qui établit la liaison entre les deux régions : cathodique et anodique. Cette structure étant la conséquence directe de la cinétique électronique dans la distribution non uniforme du champ électrique.

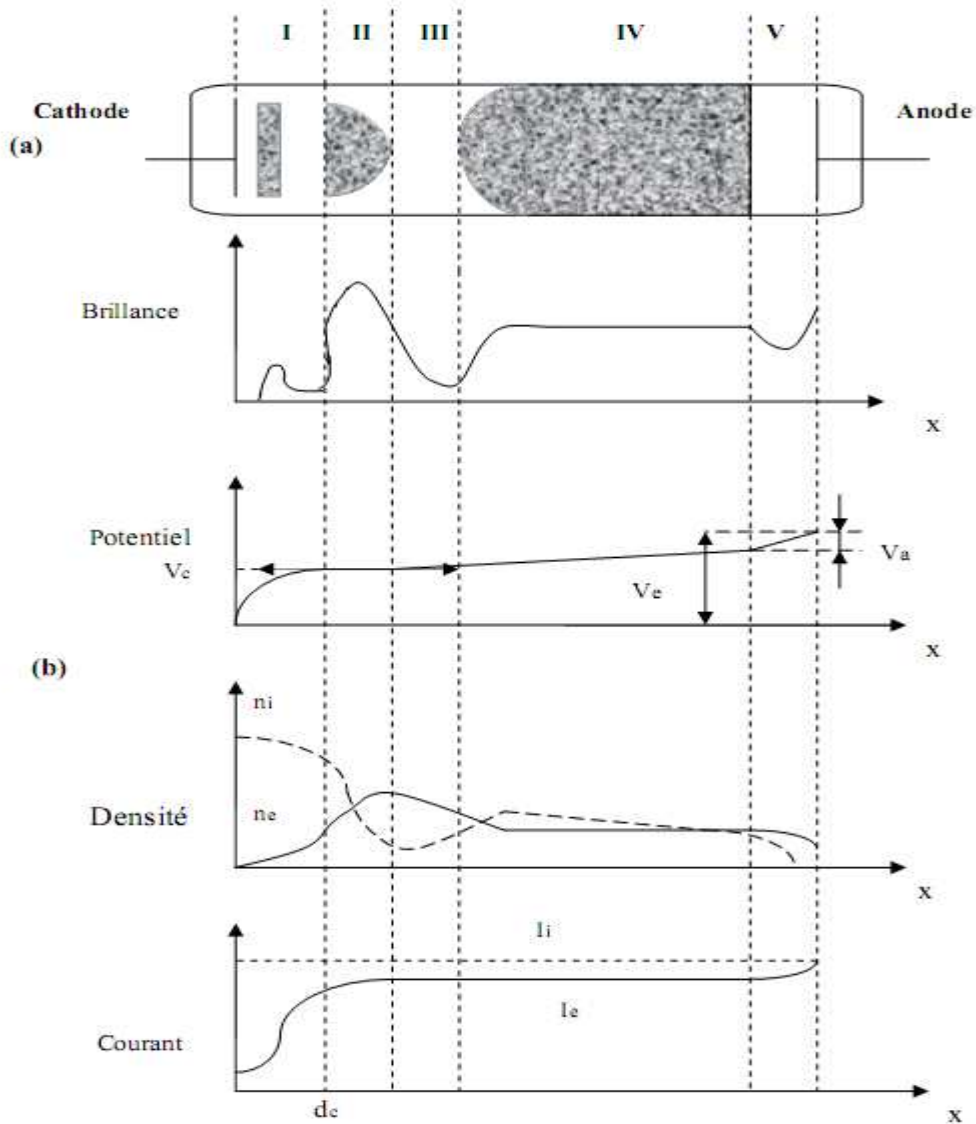


Figure (2-3) : Propriétés principales d'une décharge lumineuse (Delcroix) [15]

(a) aspect de la décharge (b) répartition longitudinale des caractéristiques

I : Espace cathodique II : Lueur négative III : Espace de Faraday
 IV : Colonne positive V : Zone anodique

II-4-1-1 Région cathodique et lueur négative (1)

En parcourant la région cathodique (figure (2-3)) dans le sens cathode-anode, on rencontre successivement un espace sombre dit d'Aston, une gaine cathodique lumineuse puis un espace sombre dit cathodique ou Crookes.

En effet, la décharge est entretenue par l'émission électronique secondaire due au bombardement de la cathode par les ions positifs, les atomes neutres rapides et les photons à grande énergie (irradiation par les UV). L'espace sombre d'Aston n'émet pas de rayonnement car d'une part les électrons issus de la cathode ont des faibles énergies et ne peuvent pas exciter les atomes du gaz. D'autre part, la grande vitesse des ions accélérés vers la cathode fait que dans cette région, la probabilité de recombinaison radiative est faible.

Après que les électrons aient parcouru une certaine distance et donc gagné suffisamment d'énergie, les ions et les atomes du gaz sont excités et reviennent ensuite à l'état fondamental : c'est la gaine cathodique.

En outre, les électrons qui n'ont pas perdu leur énergie en excitant les ions et les atomes au niveau de la gaine cathodique y sont accélérés par le champ électrique et dissipent leur grande énergie cinétique par collisions inélastiques et produisent une ionisation intense et donc une multiplication de charges. L'énergie des électrons libérés suite à cette ionisation est faible pour qu'il y ait de nouvelles excitations du gaz, tandis que celle des électrons qui leur ont donné naissance est toujours trop élevée pour qu'il y ait recombinaison : c'est l'espace sombre cathodique.

Dans la lueur négative, les électrons secondaires libérés dans l'espace sombre cathodique et accélérés par le champ électrique provoquent une excitation des atomes du gaz. Le retour de ces atomes excités à leur état fondamental s'accompagne d'une émission de photons, expliquant ainsi la lumière émise dans cette zone (bleuâtre dans l'air) et fait d'elle la zone la plus brillante de la décharge. Le plasma de la lueur négative est donc entretenu par les électrons accélérés dans la gaine cathodique et sa largeur correspond à la distance de relaxation de ces électrons [16] [17].

II-4-1-2 Espace sombre de Faraday (2)

Les électrons ont déjà perdu toute leur énergie au niveau de la lueur négative ; l'espace sombre de Faraday est caractérisé principalement par l'absence d'ionisation et d'excitation des atomes du gaz et par une faible valeur du champ électrique. La lumière émise est alors très faible.

II-4-1-3 Colonne positive (3)

Si la distance entre les électrodes est plus longue que la région cathodique et s'il existe des pertes de particules chargées (diffusion vers les parois, recombinaison, attachement, etc...), une région appelée colonne positive apparaît. Cette colonne n'est pas nécessaire au fonctionnement de la décharge luminescente ; sa fonction consiste à fermer le circuit électrique entre la région cathodique et anodique. Son plasma est fortement chargé mais électriquement neutre. Il est déterminé par les processus locaux indépendamment de la situation près des électrodes. Le champ électrique au niveau de la colonne positive se stabilise à une valeur relativement faible mais supérieure à celle dans la lueur négative de telle manière que la création de charges par ionisation locale compense la perte de charges. Le courant dans cette colonne est essentiellement issu des électrons qui se déplacent par diffusion à faible vitesse. La mobilité des électrons est donc beaucoup plus importante que celle des ions [16] [17].

II-4-1-4 Région anodique (4)

Dans la région anodique, on distingue l'espace sombre anodique et la lueur anodique. Les électrons qui ont traversé la colonne positive sont collectés par l'anode ; en revanche, aucun ion ne lui parvient et l'émission secondaire d'ions par l'anode est négligeable. Par ailleurs, le fait que les électrons soient capables d'ioniser le gaz près de l'anode veut dire qu'ils sont également capables de provoquer des excitations, ce qui est à l'origine de la lueur anodique.

II-4-2 Différents régimes luminescents de la décharge

Les différents régimes de la décharge luminescente occupent le domaine CDEFG de la caractéristique courant-tension représentée sur la figure (2-2). On distingue trois régimes différents selon la pente de la caractéristique : la décharge luminescente « subnormal » (partie négative : CD), la décharge luminescente « normale » (partie plate : EF) et la décharge luminescente « anormale » (partie positive : FG).

II-4-2-1 Régime subnormal de la décharge luminescente (CD) [18]

Conformément à l'équation du circuit (figure (2-1)):

$$V = V_o + R_c i \quad (2-3)$$

Il est possible d'augmenter le courant soit en réduisant la résistance R_c , soit en augmentant la force électromotrice. Dès le point C le courant est suffisamment important pour modifier le

champ électrique géométrique, ce qui améliore l'efficacité des processus collisionnels d'ionisation et d'excitation du gaz. Sa valeur augmente moins que précédemment, il passe de 10^{-6} à 10^{-3} A, mais devient relativement élevée. Par conséquent, la résistance du gaz diminue et une tension plus faible est suffisante pour assurer l'auto-entretien de la décharge. La décharge est plus lumineuse mais ne recouvre pas la totalité de la surface des électrodes.

II-4-2-2 Régime normal de la décharge luminescente (EF) [18]

Après avoir chuté, la tension V atteint une valeur V_1 et reste constante alors que le courant lui croit considérablement (EF). Un régime de décharge luminescente normal est alors atteint. La propriété principale de ce régime réside dans le fait que pendant l'augmentation du courant, sa densité reste constante et la surface des électrodes recouverte par celle-ci augmente. Au niveau du point E, seul une partie de la cathode est couverte par la décharge. L'augmentation du courant s'accompagne d'une extension radiale de la décharge qui couvre donc progressivement toute la surface cathodique.

II-4-2-3 : Régime anormal de décharge luminescente (FG) [18]

Quand toute la surface de la cathode est couverte par la décharge (point F), une augmentation du courant nécessite une tension plus grande aux bornes du gaz. L'augmentation de cette dernière intensifie le processus d'émission secondaire à la cathode et le nombre d'électrons arrachés par unité de surface augmente. La caractéristique courant-tension devient alors positive : c'est le régime dit anormal (FG).

II-5 Phénomènes physico-chimiques dans une décharge

La décharge luminescente est le siège de processus de collisions multiples dans lesquelles les électrons jouent un rôle très important ; ils contrôlent la réaction et l'entretien de l'ionisation dans le plasma et la décharge. Ces électrons permettent aussi de créer des espèces actives qui réagissent entre elles ou avec les atomes (ou molécules), les ions, les photons ou avec les parois.

Dans un plasma on trouve deux grandes familles de collisions : les collisions électroniques et les collisions entre particules lourdes.

Lors des collisions, les particules échangent de l'énergie cinétique et /ou de l'énergie potentiel. Cela permet donc de classer les collisions en deux types :

a) Les Collisions élastiques

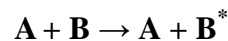
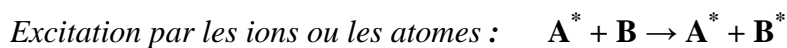
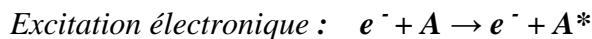
b) Les Collisions inélastiques

Les premières entraînent un transfert d'une certaine quantité de mouvement des électrons vers les molécules neutres qui se trouvent alors accélérés. Ces collisions ne modifient pas donc l'énergie interne des molécules en question, mais sont responsables des phénomènes thermiques (conduction, diffusion de chaleur au sein du gaz) et hydrodynamique. Exemple : toutes les collisions dans un gaz neutre, à la température ambiante sont élastiques.

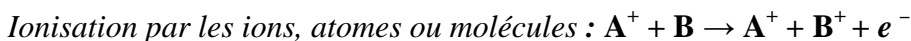
Les secondes sont responsables de la fragmentation des molécules impactées, ou de la modification de la distribution de l'énergie (modification de l'état vibrationnel, translationnel ou électronique). Si son énergie cinétique est suffisante, un électron peut lors d'une collision inélastique ioniser ou exciter la molécule neutre rencontrée [19]. D'une façon générale les réactions inélastiques peuvent se regrouper sous les titres : excitation, ionisation, recombinaison, échange de charges, attachement, détachement et dissociation.

Ces phénomènes sont présentés comme suit :

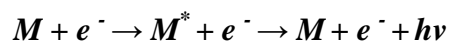
Excitation : Lorsqu'un atome absorbe suffisamment d'énergie pour qu'un de ses électrons (en général, le plus éloigné du noyau) passe à un niveau d'énergie plus supérieur, on dit que cet atome (ou molécule) a été excité.



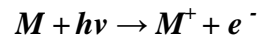
Ionisation : Lorsqu'un atome (ou molécule) absorbe suffisamment d'énergie pour qu'un de ses électrons s'échappe à l'infini, on dit que cet atome (ou molécule) a été ionisé.



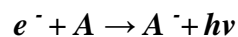
Photoionisation : Les électrons peuvent être créés par photoionisation. En effet des photons vont être libérés lors de la désexcitation des molécules selon les mécanismes suivant :



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



Recombinaison : C'est le phénomène d'attachement de particules lors d'une rencontre entre ion positif et électron ou entre ion positif et ion négatif. Les ions peuvent être atomiques ou moléculaires. L'attachement direct des électrons sur les atomes neutres est un cas particulier de la recombinaison.



Echange de charges : C'est une capture d'électron par A et une perte d'électron pour B.

Détachement : C'est un phénomène qui se produit lorsqu'un ion perd son électron supplémentaire.

Dissociation : La dissociation d'une molécule en deux ou en plusieurs constituants est un phénomène assez probable car l'énergie nécessaire pour la réaliser est rarement supérieure à 10 eV

Processus réactifs aux surfaces

Les différentes espèces constituant la décharge (atomes, molécules, ions, photons) vont interagir avec les surfaces ; ces dernières jouent un rôle important sur le plasma, comme par exemple l'émission d'électrons secondaires par impact ionique sur la cathode, contribuant à l'entretien de la décharge.

II-6 Modèle physique

Dans cette partie et après avoir décrit l'équation de Boltzmann, on va détailler les équations qui caractérisent l'évolution du plasma dans une décharge en exposant les différentes approximations qui ont été faites.

II-6-1 Fonction de distribution

La fonction de distribution spatiale de densité des particules dans une décharge électrique basse pression est d'une importance primordiale, puisque les propriétés physiques et chimiques du plasma en dépendent étroitement. Ce sont en effet les électrons, qui à travers des collisions inélastiques, sont responsables des mécanismes d'ionisation, d'excitation et de dissociation de la phase plasma.

De même, pour décrire le plasma au niveau macroscopique, les propriétés macroscopiques doivent être moyennées, donc la fonction de distribution spatiale des densités des particules est nécessaire. Cette fonction de distribution $f(\vec{v}, \vec{r}, t)$ dépend des vecteurs vitesse et position de la particule, ainsi que du temps, car chaque particule du gaz est définie par un vecteur position \vec{r} qui va de l'origine du système de coordonnées vers son centre de gravité et par un vecteur vitesse \vec{v} . On associe à ces deux vecteurs deux espaces de coordonnées que l'on regroupe pour former l'espace des phases. A un instant t le nombre probable de particules $dn(\vec{v}, \vec{r}, t)$ se trouvant dans un élément de volume situé autour du point r et animées d'une vitesse \vec{v} variant de l'élément de vitesse $d\vec{v}$ est défini par :

$$d^6n = f(\vec{v}, \vec{r}, t) d\vec{v} d\vec{r} \quad (2-4)$$

Avec :

$$d\vec{r} = dx dy dz, \quad d\vec{v} = dv_x dv_y dv_z$$

d^6n : Différentielle d'ordre 6 du nombre total de particules n . Elle correspond au nombre de particules qui au temps t , ont leur vecteur vitesse compris entre \vec{v} et $d\vec{v} + \vec{v}$ et leur vecteur de position compris entre \vec{r} et $\vec{r} + d\vec{r}$ [19].

II-6-1-1 Grandeurs moyennes

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

$$n(\vec{r}, t) = \int f(\vec{v}, \vec{r}, t) d\vec{v} \quad (2-5)$$

Comme il a été mentionné précédemment, le nombre de particules étudiées étant important, on utilise donc des grandeurs moyennes basées sur les fonctions de distribution.

On peut définir la vitesse moyenne d'une particule par :

$$\bar{v} = \frac{1}{n(\vec{r}, t)} \int \vec{v} f(\vec{v}, \vec{r}, t) d\vec{v} \quad (2-6)$$

Pour toutes autres grandeurs x , on peut définir sa valeur moyenne par l'expression suivante :

$$\bar{x} = \frac{1}{n(\vec{r}, t)} \int \vec{x} f(\vec{v}, \vec{r}, t) d\vec{v} \quad (2-7)$$

II-6-2 Equation de Boltzmann

L'étude cinétique des électrons et des ions dans un gaz faiblement ionisé, fait appel à l'équation de Boltzmann :

$$\frac{df}{dt} + \vec{v} \frac{df}{d\vec{r}} + \vec{g} \frac{df}{d\vec{v}} = \left(\frac{df}{dt} \right)_{coll} \quad (2-8)$$

C'est l'équation d'évolution de la fonction de distribution des électrons et des ions dont les différents termes sont :

$f = f(\vec{v}, \vec{r}, t)$: Fonction de distribution étudiée dans l'espace des positions et des vitesses. Elle dépend du vecteur vitesse \vec{v} et du vecteur position \vec{r} à l'instant t .

$\frac{df}{dt}$: Représente le taux total de variation de f au point (\vec{r}, \vec{v}) en fonction du temps.

$\vec{v} \frac{df}{d\vec{r}}$: Représente la variation de f suite à la diffusion des ions ou des électrons.

$\vec{g} \frac{df}{d\vec{v}}$: Représente les variations de f sous l'action des forces extérieures. g est l'accélération des forces extérieures dues à l'action du champ électrique ou magnétique.

$\left(\frac{df}{dt} \right)_{coll}$: Représente le terme de collisions qui rend compte de la variation de la fonction de distribution sous l'effet des collisions avec les neutres.

A partir de cette fonction de distribution f , on peut avoir accès à toutes les grandeurs macroscopiques comme la densité, la vitesse moyenne, l'énergie moyenne...

Dans les décharges lumineuses, la charge d'espace due à la présence d'ions et d'électrons est suffisante pour distordre le champ électrique. Ces modifications dans le champ

électrique font évoluer la fonction de distribution par le terme rendant compte de l'action des forces extérieures pour décrire correctement la décharge. Il est donc nécessaire de coupler la résolution de l'équation de Boltzmann avec celle de l'équation de Poisson car cette équation donne les variations du champ électrique en fonction de la charge d'espace.

L'équation de Poisson s'écrit sous la forme :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_+ - n_-) \quad (2-9)$$

Où : n_+ et n_- représentent respectivement les densités des charges positive et négative

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

Pour simplifier la résolution de l'équation de Boltzmann, on passe aux valeurs moyennes qui définissent l'état du système. Ces grandeurs sont des paramètres macroscopiques définis en chaque point et qui sont reliées par des équations dites "les moments de l'équation de Boltzmann". On s'intéressera seulement aux deux premiers moments de l'équation de Boltzmann qui donnent l'équation de continuité et l'équation de transfert de la quantité de mouvement.

Les moments de l'équation de Boltzmann sont obtenus, en intégrant l'équation de Boltzmann dans l'espace des vitesses après multiplication par une fonction $x(\vec{v})$.

$$\int_v \left(\frac{df}{dt} + \vec{v} \frac{df}{d\vec{r}} + \vec{g} \frac{df}{d\vec{v}} \right) x(\vec{v}) dv = \int_v \left(\frac{df}{dt} \right)_{coll} x(\vec{v}) dv \quad (2-10)$$

L'équation de continuité et l'équation de transfert de quantité de mouvement sont décrites dans le paragraphe suivant :

II-6-3 Les équations fondamentales de conservation

II-6-3-1 Équation de continuité [06]

Le modèle fluide d'ordre zéro est obtenu à partir de l'équation de continuité. Cette dernière est obtenue en remplaçant $x(\vec{v})$ par 1 dans l'équation (2-10).

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n\bar{v}}{\partial r} = \int_v \left(\frac{df}{dt}\right)_{coll} dv = S \quad (2-11)$$

$n = \int f(\vec{v}, \vec{r}, t) dv$: Densité des particules chargées.

\bar{v} : Vitesse moyenne des particules.

$n\bar{v} = \int v f(\vec{v}, \vec{r}, t) d\vec{v}$: Flux des particules chargées.

S : Terme source lié aux procédés collisionnels de création et de perte de l'espèce des particules considérées.

Ce modèle est utilisé pour la modélisation des décharges luminescentes, seulement il ne peut rendre compte correctement des phénomènes qui se passent dans la lueur négative ou dans la colonne positive de la décharge, car la diffusion y joue un rôle non négligeable, c'est pourquoi on associe à cette équation, l'équation de transfert de quantité de mouvement.

II-6-3-2 L'équation de transfert de quantité de mouvement [06]

On parle du modèle fluide d'ordre 1 quand on utilise l'équation de transfert de quantité de mouvement. Cette équation est obtenue en remplaçant $x(\vec{v})$ par $m\vec{v}$ dans l'équation (2-10)

$$\frac{\partial nm\bar{v}}{\partial t} + nm\bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} + \bar{v} \frac{\partial nm\bar{v}}{\partial r} + \frac{\partial p}{\partial r} - n\bar{F} = \int_v mv \left(\frac{df}{dt}\right)_{coll} dv \quad (2-12)$$

\vec{F} : Forces totales exercées sur la particule

m : Masse de la particule

v : Vitesse de la particule

\bar{v} : Valeur moyenne de la vitesse

P : Tenseur de pression cinétique

Le terme de droite représente l'effet des collisions sur le transport de quantité de mouvement. Il est simplifié généralement sous la forme : $nmv_m\bar{v}$ (v_m fréquence moyenne de transfert de quantité de mouvement).

Le tenseur de pression cinétique est nul si toutes les vitesses des particules considérées sont égales à leurs vitesses moyennes. Il représente la mesure des écarts désordonnés des vitesses des particules autour de leur vitesse moyenne.

II-6-4 Modèle électrique auto cohérent

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

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

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

II-6-4-1 Modèle fluide

Dans cette catégorie de modèles, on choisit de représenter les phénomènes de transport des particules chargées de façon moins détaillée que par la détermination de leur fonction de distribution des vitesses. Leurs propriétés sont décrites uniquement, comme dans le cas d'un fluide, par des grandeurs moyennes telles que la densité, la vitesse moyenne dirigée, l'énergie moyenne etc.... Une représentation naturelle des phénomènes de transport consiste à prendre les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann dans l'espace des vitesses. On obtient ainsi les équations de continuité, de transfert de quantité de mouvement et de l'énergie.

II-6-4-2 Modèle microscopique

Dans un modèle microscopique (ou particulaire), les phénomènes de transport électronique et ionique sont décrits de façon beaucoup plus détaillée que dans un modèle fluide,

c'est à dire par le calcul de leur fonction de distribution des vitesses $f(\vec{v}, \vec{r}, t)$. Il s'agit donc de résoudre simultanément les équations de Boltzmann des électrons et des ions et l'équation de Poisson. L'équation de Boltzmann spatio-temporelle ne peut pas être résolue de façon pratique et rapide par des méthodes de différences finies ou d'éléments finis. On a donc recours à des méthodes particulières dans lesquelles on considère un nombre fini de particules (quelques milliers) que l'on suppose représentatif de l'ensemble des électrons et des ions. Tout en résolvant l'équation de Poisson à intervalles de temps réguliers, on suit les trajectoires individuelles de chacune de ces particules dans l'espace des phases. Donc L'équation de Boltzmann peut être résolue à l'aide des méthodes de type Monte-Carlo [20], [21]. Le lecteur peut avoir plus de détails sur les méthodes particulières dans la littérature (**Vahedi** [22], **Radouane** [23], **Benyoucef** [24], **Benyoucef** [25])

II-6-4-3 Modèle hybride

Ce modèle représente les propriétés de transport des électrons rapides non plus de façon fluide mais microscopique, tout en gardant une représentation fluide du corps de la distribution. Ce type de modèle est qualifié d'hybride puisqu'il est de type fluide pour les électrons froids du plasma et de type microscopique pour les électrons rapides. Les électrons rapides sont traités par exemple par une méthode de Monte Carlo [26].

II-6-5 Modèle fluide et approximation du champ local

Le modèle fluide développé pour ce travail est basé sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann dans lequel les deux premières équations de transport (de continuité et de transport de la quantité de mouvement) sont couplées à l'équation de Poisson.

Dans l'approximation du champ local, on suppose que l'énergie due au champ électrique gagnée par les électrons à un temps donné et à une position donnée est exactement compensée par la perte d'énergie due aux collisions aux mêmes instants et positions. Pour que cela soit possible, il faut que les électrons effectuent suffisamment de collisions pour supposer en première approximation qu'ils sont en équilibre avec le champ électrique, i.e. que leur fonction de distribution électronique ne dépend que du champ électrique local réduit $E(r, t)/P$ où P est la pression totale du gaz.

Cela implique que :

- L'équation d'énergie se réduit à l'égalité entre gain et perte d'énergie localement.
- Que la fonction de distribution électronique ne dépend que du champ électrique local réduit. En conséquence, les fréquences de collision, d'ionisation, les mobilités, les coefficients de diffusion dépendent également du champ électrique local. Cette hypothèse permet d'éviter de résoudre une équation d'énergie complète [27].

II-7 Conclusion

Dans ce deuxième chapitre, tout d'abord, on a présenté les décharges luminescentes puis on a donné un aperçu sur les différents modèles utilisés pour leur modélisation. Parmi ces modèles on a adopté le modèle fluide d'ordre 1 pour résoudre approximativement les équations de Boltzmann. Les modèles fluides, comparés aux autres modèles sont souples et sont plus performants en rapidité de calcul, mais simplement ils nécessitent plusieurs hypothèses simplificatrices.

Dans le troisième chapitre, on va présenter les outils numériques nécessaires à la simulation de ce type de décharge électrique. La résolution des équations de transport après leur discrétisation par la méthode des différences finies à flux exponentiel est également effectuée dans ce chapitre.

CHAPITRE III :

DISCRETISATION DES EQUATIONS DE TRANSPORT EN 1D D'UNE DECHARGE LUMINESCENTE

III-1 Introduction

En raison du développement des moyens de calcul et des méthodes numériques de plus en plus performantes, la modélisation et la simulation numériques indispensables à l'analyse expérimentale, tiennent une place importante dans l'étude des plasmas. On distingue généralement deux approches pour l'étude théorique des plasmas : une approche microscopique ou particulaire et une approche macroscopique ou hydrodynamique, qui sont toutes les deux étroitement liées. Au niveau microscopique, les phénomènes sont analysés à l'échelle du libre parcours, tandis que le niveau macroscopique est basé sur la résolution (pour les espèces ionisées ou excitées présentes dans le plasma) des équations de conservation classiques de la densité et de la quantité de mouvement et de l'énergie, qui ne sont rien d'autres que les moments de l'équation de Boltzmann.

Dans ce chapitre, on s'intéresse plus particulièrement à cette deuxième approche en se basant sur les modèles de calcul numérique utilisés pour résoudre les équations de transport hydrodynamiques des particules chargées dans une décharge luminescente en régime continu. Le but est de résoudre les équations macroscopiques de conservation des particules chargées au sein d'un gaz (argon) soumis à un champ électrique dans une décharge luminescente à basse pression, en appliquant la méthode des différences finies. On présente aussi le modèle à une dimension (1D). On rappelle leurs équations, les principales hypothèses simplificatrices ainsi que les schémas adoptés pour l'élaboration des modèles. Il s'agit de modèles de type fluide avec une représentation dérive-diffusion des flux de particules chargées, pour lequel on s'est placé dans le cadre de l'approximation du champ local [28] [29] [30] [31] [32] [33].

III-2 Aperçu bibliographique sur les méthodes de résolution des équations de continuité

Les premières modélisations des décharges ont été effectuées par **Ward** [34] à l'aide des équations de conservation de courant établies pour l'état stationnaire (équations de Townsend) couplées à l'équation de Poisson afin de tenir compte de la charge d'espace. Ces équations différentielles du premier ordre utilisées n'incluaient pas la variable temps et la diffusion des particules a été aussi négligée. Elles ont été traitées par une méthode de tir pour une géométrie d'électrodes plan-plan dans une géométrie unidimensionnelle. Ce modèle a été amélioré plus tard car il ne pouvait traiter que les situations de forts courants. Ainsi, **Borsch-Supan** [35]

a résolu les mêmes équations dans le cas non stationnaire en itérant les équations traitées par une méthode de différences finies implicite. Les équations simples de conservation ont été étendues à des équations décrivant la variation spatio-temporelle des densités de particules. Le terme

$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t}$ a été ajouté ainsi que le terme de diffusion $\frac{\partial}{\partial x} D(x,t) (\frac{\partial n(x,t)}{\partial x})$, bien que celui-ci soit

souvent négligé pour les ions dans de nombreux modèles. La complexité des équations est devenue plus importante puisque ce sont des équations non linéaires du premier ordre en temps et du deuxième ordre en position qu'il faut résoudre. Selon l'importance des termes de dérive et de diffusion, l'équation s'apparente à une équation parabolique (terme de diffusion dominant), ou à une équation hyperbolique (terme de dérive dominant).

De nombreux auteurs [36] [37] [38] [39] ont utilisé la méthode des caractéristiques pour résoudre les équations de continuité. Cette technique de calcul, qui consiste à intégrer les équations le long des trajectoires du mouvement, supporte difficilement les situations de forts gradients électriques et provoque des oscillations dans la solution. Comme le souligne **Davies** [40], cette méthode est facile à comprendre physiquement mais elle est difficile à programmer et les temps d'exécution sont relativement longs car c'est une méthode itérative.

Pour résoudre le type d'équations auxquelles nous sommes confrontés, il existe de nombreux schémas des différences finies explicites ou implicites qui diffèrent par leur précision de calcul et leur complexité de programmation. Les méthodes explicites sont simples à mettre en œuvre et elles ont été utilisées plusieurs fois comme par exemple par **Lowke** et **Davies** [28] dans le cas de décharges non auto-entretenues. L'inconvénient majeur des méthodes explicites est qu'elles ne sont stables que sous certaines conditions : les pas de calcul en temps et en position Δt et Δx doivent satisfaire les critères de **Friedrich-Levy** ($w\Delta t/\Delta x < 1$) ou de **Von Neumann** ($\Delta t < \Delta x/2w$). La condition de **Friedrich-Levy** empêche la particule de parcourir plus qu'une distance Δx pendant un temps Δt (c'est-à-dire que la particule ne peut pas se déplacer avec une vitesse plus importante que la vitesse de calcul). Généralement, lorsqu'on utilise ces méthodes, les deux critères sont respectés localement pour chaque type d'espèce avec des pas de calcul en temps différents pour les électrons ou les ions [28].

Ces dernières années beaucoup de méthodes numériques utilisées pour la modélisation des décharges s'inspiraient des schémas de modélisation des dispositifs à semi-conducteurs. En effet, les équations décrivant le transport des électrons et des trous dans les semi-conducteurs sont identiques à celles auxquelles on est confrontés. C'est le cas de la méthode des différences finies

implicite avec flux exponentiel développé par **Bœuf** [41], [42]. Cette méthode repose sur une intégration du flux entre deux points de la grille de calcul puis par une discrétisation par différences finies des équations. Le système tridiagonal obtenu est résolu par l'algorithme de **Thomas**.

III-3 Modèles numériques adoptés et discrétisation des équations fluide-Poisson [01]

III-3 -1 Description générale

Le modèle fluide unidimensionnel élaboré est basé sur la résolution du système d'équations formé par les équations de transport des particules chargées couplées à l'équation de Poisson. Pour le calcul des densités des électrons et des ions, les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann sont retenus : l'équation de continuité et l'équation de transfert de quantité de mouvement.

Dans le modèle fluide, les particules étudiées (électrons et ions) sont supposées avoir un comportement moyen pouvant être assimilé à un milieu continu (ou fluide). Les équations à résoudre sont similaires à celles de la mécanique des fluides qui utilise également des grandeurs moyennes pour décrire les propriétés du milieu, ou à celles utilisées pour le transport des particules chargées dans les semi-conducteurs.

III-3 -2 Les équations du modèle

Le modèle utilisé dans ce travail appartient au groupe des modèles fluides. Il s'agit de modèle électrique monodimensionnel qui décrit le comportement électrique des décharges en donnant des distributions spatio-temporelles des densités des particules chargées et du champ électrique.

III-3 -2-1 Equations de transport pour le modèle 1D

Pour les électrons

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial n_e v_e}{\partial x} = n_e v_i - r_{e-i} n_e n_i \quad (3-1)$$

Avec :

n_e, v_e : étant respectivement la densité et la vitesse moyenne des électrons.

v_i et r_{e-i} : représentent respectivement la fréquence d'ionisation et le coefficient de recombinaison électrons-ions positifs.

Le modèle peut aussi traiter des décharges dans des gaz électronégatifs. Dans ce cas, le terme source de l'équation de continuité des électrons comprendra un terme supplémentaire pour tenir compte des processus d'attachement : $-n_e v_a$ et $+n_i v_d$

v_a, v_d : étant respectivement les fréquences d'attachement et de détachement.

$$\phi_e = n_e v_e = -n_e \mu_e E - \frac{\partial D_e n_e}{\partial x} \quad (3-2)$$

Avec :

E : le champ électrique

ϕ_e : le Flux d'électrons

μ_e et D_e : sont respectivement la mobilité et le coefficient de diffusion des électrons

$$\text{Avec : } D_e = \frac{\mu_e K T_e}{e}$$

Le terme $\frac{\partial D_e n_e}{\partial x}$ de l'équation (3-2) s'écrit $(D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} + n_e \frac{\partial D_e}{\partial x})$, on néglige dans ce modèle le terme

$n_e \frac{\partial D_e}{\partial x} (\frac{\partial D_e}{\partial x} = \frac{2}{3} \frac{\mu_e}{e} \frac{\partial \mathcal{E}_e}{\partial x})$, c'est à dire le gradient spatial de l'énergie car on suppose que la diffusion des électrons est isotrope à l'intérieur de l'espace inter-électrodes.

Cette hypothèse est vérifiée dans le plasma mais pas dans les gaines.

Cette hypothèse est aussi effectuée pour les ions.

L'équation de dérive-diffusion pour les électrons est donc de la forme suivante :

$$\phi_e = -n_e \mu_e E - D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} \quad (3-3)$$

Pour les ions

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i v_i}{\partial x} = n_e v_i - r_{e-i} n_e n_i \quad (3-4)$$

$$\phi_i = n_i v_i = n_i \mu_i E - D_i \frac{\partial n_i}{\partial x} \quad (3-5)$$

Dans le cas d'une décharge dans un gaz électronégatif, le terme source de l'équation de continuité des ions sera défini par :

$$S = v_i n_e - r_{e-i} n_e n_i - r_{i-i} n_i n_i \quad \text{Ions (+)}$$

$$S = v_a n_e - r_{i-i-} n_i n_{i-} - v_d n_{i-} \quad \text{Ions (-)}$$

Avec : r_{i-i-} coefficient de recombinaison ions négatifs-ions positifs

III-3-3 Equation de Poisson

Pour calculer le champ de charge d'espace, il faut donc une équation qui relie les inconnus des deux moments de l'équation Boltzmann au champ électrique :

$$\nabla E = \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \quad (3-6)$$

Pour les ions négatifs : $\nabla E = \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e - n_{i-})$

Avec :

ϵ_0 : permittivité du vide

ρ : densité de charge

e : charge élémentaire de l'électron

Le champ électrique \vec{E} et le potentiel V sont liés par la relation :

$$E = -\nabla V = -\frac{\partial V}{\partial x} \quad (3-7)$$

En effet, les particules chargées dans le milieu gazeux sont accélérées par le champ électrique extérieur appliqué à la décharge. Celui-ci peut provoquer notamment l'ionisation qui va créer de nouvelles particules chargées. Lorsque la densité des particules chargées devient suffisamment grande, un champ de charge d'espace (dû à la présence d'espèces chargées positives et négatives) va s'ajouter au champ extérieur.

Champ électrique

$$\Delta \vec{E} = -\nabla V = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e - n_{i-}) \quad (3-8)$$

On rappelle que les variables densité, vitesse et le champ sont des grandeurs moyennes. Les équations de transport utilisées pour les ions positifs et négatifs sont identiques, la seule différence réside dans l'expression du terme source S de l'équation de continuité.

$$S = v_i n_e - r_{e-i} n_e n_i - r_{i-i} n_i n_{i-} \quad \text{Ions (+)}$$

$$S = v_a n_e - r_{i-i-} n_i n_{i-} - v_d n_{i-} \quad \text{Ions (-)}$$

III-4 Méthode des différences finies

En vue du passage d'un problème exact (continu) à un problème approché (discret), on dispose de plusieurs techniques concurrentes et complémentaires : les différences finies, les éléments finis et les volumes finis.

La méthode des différences finies, appliquée pour la résolution des moments de l'équation de Boltzmann, dans ce travail, consiste à remplacer les dérivées apparaissant dans le problème continu par des différences divisées ou de combinaisons des valeurs ponctuelles de la fonction en un nombre fini de points discrets ou de nœuds du maillage.

Toutes les méthodes numériques, présupposent la discrétisation du domaine géométrique afin de passer d'un problème continu ayant une infinité d'inconnues à un problème discret ne comportant qu'un nombre fini d'inconnues. Dans le cas des différences finies en une dimension, on discrétise l'intervalle continu $[a, b]$ en un nombre fini de points x_i

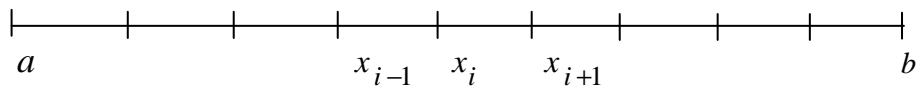


Figure (3-1) : Discrétisation par différences finies d'un segment $[a, b]$ [01]

Seulement comme toutes autres méthodes, la méthode des différences finies a des avantages et des inconvénients qui sont :

Les avantages : une grande simplicité d'écriture et faible coût de calcul.

Les inconvénients : limitation de la géométrie des domaines de calculs et difficulté de la prise en compte des conditions aux limites portant sur les dérivées ou les gradients de l'inconnu [43]

III-4-1 Formalisme mathématique de la méthode

Le schéma numérique adopté pour le modèle est implicite, les équations de transport et l'équation de Poisson sont résolues aux mêmes instants. Les équations de transport sont linéarisées en utilisant la méthode des différences finies. Les équations de transport et l'équation de Poisson discrétisées forment un système dont la matrice est tridiagonale par bloc, qui est ensuite inversée par une méthode itérative de **Gauss-Seidel**. La discrétisation des équations du flux est basée sur le schéma exponentiel de **Scharfetter** et **Gummel**, [42] destiné initialement à la modélisation du transport des électrons, des trous dans les semi-conducteurs.

Brièvement, les flux d'ions et d'électrons sont discrétisés par la méthode des différences finies en utilisant un schéma exponentiel.

L'équation de transport est résolue dans un domaine **D** (figure 3-2) que l'on peut discrétiser en mailles élémentaires. On résout l'équation pour des électrons se déplaçant de $x=0$ vers $x=x_{\max}$. 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. On considérera dans le système d'équations les densités électroniques et ioniques n_e et n_i . Du fait des hypothèses du modèle, les écritures des équations de continuité pour les électrons et les ions utilisées ont des formes voisines. Elles sont intégrées dans le temps selon le même schéma de Cranck-Nicholson [01].

Pour résoudre les équations de conservation hydrodynamiques, on considère des électrodes planes, parallèles et infinies. Le problème sera résolu de façon unidimensionnelle. L'origine des coordonnées est prise à la surface de la cathode. Les vitesses des particules seront positives quand elles entraînent un déplacement de la cathode vers l'anode ; c'est le cas des espèces négatives (ions négatifs et électrons). Les espèces positives qui se déplacent de l'anode vers la cathode ont alors une vitesse négative.

A fin de résoudre les équations sur un domaine **D**, on établit un réseau de mailles qui le couvre. Le domaine **D** (figure 3-2), est donc défini par : $x \in [0, x_{\max}]$ et $t \in [0, t_{\max}]$

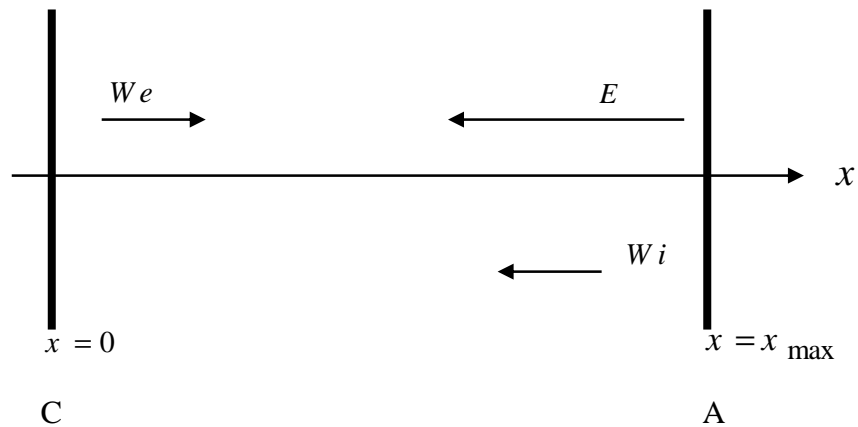
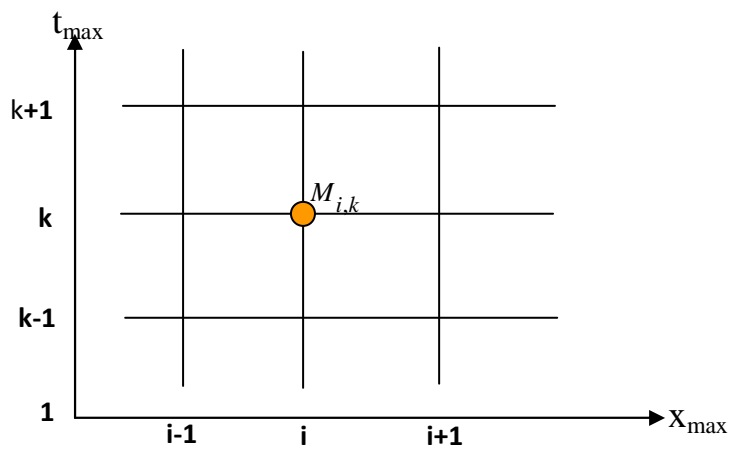


Figure (3-2) : Domaine d'étude D [01]

Le pas de calcul en temps est régulier et si on appelle nt le nombre de mailles suivant le temps, on a : $\Delta t = \frac{t_{\max}}{nt}$, deux temps successifs sont reliés par $t_{k+1} = t_k + \Delta t$.

Le pas qui définit la position pourra être régulier ou non (figure 3-3), on notera nx le nombre de mailles suivant la position x . Deux positions successives sont reliées par : $x_{i+1} = x_i + \Delta x$, Δx étant le pas de calcul entre les positions x_i et x_{i+1} .

Chaque point $M_{i,k}$ appartenant au domaine d'étude est défini par ses coordonnées (x_i, t_k) .



Figure(3-3) : Schéma d'une maille P

III-5 Discrétisation de l'équation de transport en 1D [01]

Cette partie est consacrée à la description de la méthode de résolution des équations de continuité avec les schémas numériques de type différences finies implicites et différences finies avec flux exponentiel.

III-5-1 Méthode numérique des différences finies « implicite »

L'équation à résoudre est de la forme suivante :

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial n(x,t)W(x,t)}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} D(x,t) \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} = S(x,t) \quad (3-9)$$

W : vitesse de dérive

La résolution de cette équation aux dérivées partielles, se fait par la méthode des différences finies. L'équation est discrétisée dans le domaine **D**. Chaque terme est calculé à l'aide des valeurs à gauche et à droite de $n(x,t), W(x,t), D(x,t)$ aux points x_i, x_{i+1}, x_{i-1} . On résout l'équation pour des électrons qui se déplacent de $x=0$ vers $x=x_{\max}$ et des ions positifs qui se déplacent de $x=x_{\max}$ vers $x=0$.

Le premier terme de l'équation au point x_i peut s'écrire :

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = \frac{n_i^{k+1} - n_i^k}{t_{k+1} - t_k} \quad (3-10)$$

Le deuxième et le troisième terme s'écrivent à l'instant t_{k+1} au point x_i :

$$\frac{\partial n(x,t)W(x,t)}{\partial x} = \frac{n_{i+1}^{k+1}W_{i+1}^{k+1} - n_{i-1}^{k+1}W_{i-1}^{k+1}}{(x_{i+1} - x_{i-1})} \quad (3-11)$$

On suppose que la vitesse de dérive de x dans ce modèle est constante.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(D(x,t) \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \right) &= \frac{1}{x_{i+1} - x_i} \left(D_{i+1}^{k+1} \left[\frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \right]_{i+1}^{k+1} - D_i^k \left[\frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \right]_i^{k+1} \right) = \\ &= \frac{1}{x_{i+1} - x_i} \left(\left[\frac{D_{i+1}^{k+1} n_{i+1}^{k+1} - n_{i+1}^{k+1}}{x_{i+1} - x_i} \right] - \left[\frac{D_i^k n_i^{k+1} - n_i^{k+1}}{x_i - x_{i-1}} \right] \right) \end{aligned} \quad (3-12)$$

Le terme source s'écrit au point (i, k) :

$$S(x, t) = S_i^k \quad (3-13)$$

$$x_{i+1} - x_i = x_i - x_{i-1} = \Delta x \quad .$$

L'équation (3-12) peut donc se mettre sous la forme :

$$n_{i-1}^{k+1} \left[\frac{1}{\Delta x} \frac{W_{i-1}^{k+1}}{2} - \frac{D_i^{k+1}}{\Delta x} \right] + n_i^{k+1} \left[- \left(\frac{D_i^{k+1} + D_{i+1}^{k+1}}{\Delta x^2} \right) + \frac{1}{\Delta t} \right] + n_{i+1}^{k+1} \left[\frac{1}{\Delta x} \frac{W_{i+1}^{k+1}}{2} - \frac{D_{i+1}^{k+1}}{\Delta x} \frac{1}{\Delta t} \right] = S_i^k + n_i^k \frac{1}{\Delta t} \quad (3-14)$$

n_i^k Connu à l'instant k est fonction de n_{i-1}^{k+1}, n_i^{k+1} et n_{i+1}^{k+1} inconnus à l'instant k+1.

La solution du système implicite (3-14) est représentée dans la maille élémentaire de la figure (3-4) :

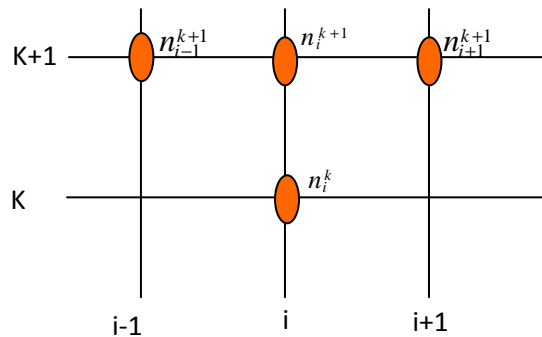


Figure (3-4) : Maille élémentaire du système d'équations (3-14) [01]

Cette équation est de la forme $a_i n_{i-1}^{k+1} + b_i n_i^{k+1} + c_i n_{i+1}^{k+1} = d_i$. En écrivant l'équation pour $i=2, \dots, n_x-1$, on obtient un système d'équations dont la matrice principale est tridiagonale. La méthode la plus classique de résolution de ce système est l'utilisation de l'algorithme de Thomas.

III-5-2 Schéma numérique des différences finies « implicite » avec flux exponentiel

III-5-2-1 : Discrétisation de l'équation de continuité pour les électrons et les ions :

Equation de continuité :

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial n(x,t)W(x,t)}{\partial x} - \frac{\partial^2 n(x,t)D(x,t)}{\partial x^2} = S(x,t) \quad (3-15)$$

Cette équation peut encore s'écrire :

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial \phi(x,t)}{\partial x} = S(x,t) \quad (3-16)$$

En posant :

$$\phi(x,t) = n(x,t)W(x,t) - \frac{\partial n(x,t)D(x,t)}{\partial x} \quad (3-17)$$

$\phi(x,t)$ peut aussi s'écrire sous la forme :

$$\phi(x,t) = n(x,t)D(x,t) \frac{W(x,t)}{D(x,t)} - \frac{\partial n(x,t)D(x,t)}{\partial x} \quad (3-18)$$

En posant $y(x,t) = n(x,t)D(x,t)$

$\phi(x,t)$ peut s'écrire de la manière suivante :

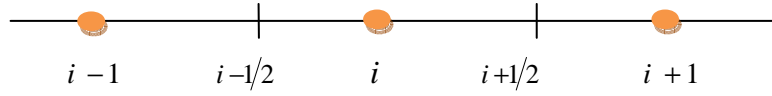
$$\phi(x,t) = y(x,t) \frac{W(x,t)}{D(x,t)} - \frac{\partial y(x,t)}{\partial x} \quad (3-19)$$

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. Sur l'intervalle $[x_i, x_{i+1}]$, deux cas sont étudiés : le flux de particules, la mobilité et les coefficients de diffusion :

$$\phi(x,t) = \phi(x_{i+1/2}, t) \quad \text{Noté } \phi_{i+1/2}$$

$$W(x,t) = W(x_{i+1/2}, t) \quad \text{Noté } W_{i+1/2}$$

$$D(x,t) = D(x_{i+1/2}, t) \quad \text{Noté } D_{i+1/2}$$



Sur l'intervalle considéré ci-dessus, l'équation (3-19) peut s'écrire :

$$\phi_{i+1/2} = y(x, t) \frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} - \frac{\partial y(x, t)}{\partial x} \quad (3-20)$$

C'est l'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 :

$$y(x, t) = y_0 \exp\left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} x\right) + \frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \phi_{i+1/2}$$

y_0 : Constante qu'on va la déterminer.

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

Au point x_i , $y(x, t) = y_i$, d'où :

$$y_0 = \left[y_i - \frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \phi_{i+1/2} \right] \exp\left(-\frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} x_i\right)$$

L'équation de $y(x, t)$ devient donc :

$$y(x, t) = \left(y_i - \frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \phi_{i+1/2} \right) \exp\left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} (x - x_i)\right) + \frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \phi_{i+1/2} \quad (3-21)$$

Au point x_{i+1} , $y(x, t) = y_{i+1}$,

D'où :

$$y_{i+1} = y_i \exp\left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}}(x_{i+1} - x_i)\right) + \frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \phi_{i+1/2} \left[1 - \exp\left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}}(x_{i+1} - x_i)\right)\right]$$

Finalement $\phi_{i+1/2}$ s'écrit :

$$\phi_{i+1/2} = \frac{y_{i+1} - y_i \exp\left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} \Delta x_+\right)}{\frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \left[1 - \exp\left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} \Delta x_+\right)\right]} \quad (3-22)$$

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} :

$$\phi_{i-1/2} = \frac{y_i - y_{i-1} \exp\left(\frac{W_{i-1/2}}{D_{i-1/2}} \Delta x_-\right)}{\frac{D_{i-1/2}}{W_{i-1/2}} \left[1 - \exp\left(\frac{W_{i-1/2}}{D_{i-1/2}} \Delta x_-\right)\right]} \quad (3-22)$$

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

Connaissant $\phi_{i+1/2}$ et $\phi_{i-1/2}$, on peut maintenant écrire l'équation de continuité en utilisant le schéma aux différences finies.

Le premier terme de l'équation ci-dessous est calculé au point x_i entre les instants t_K et t_{K+1} le second terme est également calculé au point x_i , à l'instant t_{K+1} .

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial \phi(x,t)}{\partial x} = S(x,t) \Rightarrow \frac{n_i^{K+1}}{\Delta t} - \frac{n_i^K}{\Delta t} + \frac{1}{\Delta x} \left[\phi_{i+1/2}^{K+1} - \phi_{i-1/2}^{K+1} \right] = S_i^K$$

$$\frac{n_i^{K+1}}{\Delta t} - \frac{n_i^K}{\Delta t} + \frac{1}{\Delta x} \frac{n_i^{K+1} D_i \exp(T_1)}{\Delta x} \frac{T_1}{\exp(T_1)-1} - \frac{n_{i+1}^{K+1} D_i}{\Delta x} \frac{T_1}{\exp(T_1)-1} - \frac{n_{i-1}^{K+1} D_i \exp(T_2)}{\Delta x} \frac{T_2}{\exp(T_2)-1} - \frac{n_i^{K+1}}{\Delta x} \frac{T_2}{\exp(T_2)-1} = S_i^K$$

$$\frac{n_i^{K+1}}{\Delta t} - \frac{n_i^K}{\Delta t} + \frac{n_i^{K+1} D_i \exp(T_1)}{\Delta x^2} \frac{T_1}{\exp(T_1)-1} - \frac{n_{i+1}^{K+1}}{\Delta x^2} \frac{T_1}{\exp(T_1)-1} - \frac{n_{i-1}^{K+1} D_i \exp(T_2)}{\Delta x^2} \frac{T_2}{\exp(T_2)-1} + \frac{n_i^{K+1} D_i}{\Delta x^2} \frac{T_2}{\exp(T_2)-1} = S_i^K$$

$$\frac{n_i^{K+1}}{\Delta t} + \frac{n_i^{K+1} D_i \exp(T_1)}{\Delta x^2} \frac{T_1}{\exp(T_1)-1} - \frac{n_{i+1}^{K+1}}{\Delta x^2} \frac{D_i T_1}{\exp(T_1)-1} - \frac{n_{i-1}^{K+1} D_i \exp(T_2)}{\Delta x^2} \frac{T_2}{\exp(T_2)-1} + \frac{n_i^{K+1} D_i}{\Delta x^2} \frac{T_2}{\exp(T_2)-1} = S_i^K + \frac{n_i^K}{\Delta t}$$

On obtient finalement :

$$\begin{aligned} & n_{i-1}^{K+1} \left[-\frac{D_i \exp(T_2)}{\Delta x^2} \frac{T_2}{\exp(T_2)-1} \right] + \\ & n_i^{K+1} \left[\frac{1}{\Delta t} + \frac{D_i \exp(T_1)}{\Delta x^2} \frac{T_1}{\exp(T_1)-1} + \frac{D_i}{\Delta x^2} \frac{T_2}{\exp(T_2)-1} \right] + \\ & n_{i+1}^{K+1} \left[-\frac{D_i}{\Delta x^2} \frac{T_1}{\exp(T_1)-1} \right] = S_i^K + \frac{n_i^K}{\Delta t} \end{aligned} \quad (3-23)$$

$$T_1 = -s \frac{\mu_{i+1/2}^K}{D_{i+1/2}^K} (V_{i+1}^K - V_i^K) \quad (3-24)$$

$$T_2 = -s \frac{\mu_{i-1/2}^K}{D_{i-1/2}^K} (V_i^K - V_{i-1}^K) \quad (3-25)$$

Cette expression montre que $n(x_i, t_K)$, connu à l'instant K est fonction de $n(x_{i-1}, t_{K+1})$, $n(x_i, t_{K+1})$ et $n(x_{i+1}, t_{K+1})$ inconnus à l'instant $K+1$.

Ce système d'équation implicite est de la forme suivante [01] :

$$a_i n_{i-1}^{K+1} + b_i n_i^{K+1} + c_i n_{i+1}^{K+1} = d_i \quad (3-26)$$

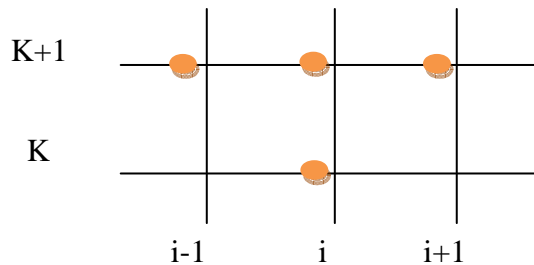


Figure (3-5) : Maille élémentaire du système (3-23).

L'équation (3-26) est donc un système linéaire à matrice tridiagonale qui peut être résolu par l'algorithme de Thomas [44]. La maille élémentaire du système d'équations (3-23) est donnée par la figure (3-5).

III-5-2-2 Discrétisation de l'équation de Poisson

La discrétisation de l'équation de Poisson est beaucoup plus aisée à effectuer que celle de l'équation de continuité précédente.

Dans ce paragraphe on va discrétiser l'équation de Poisson dans une géométrie cartésienne monodimensionnelle en utilisant la méthode des différences finies. Le système d'équations ainsi obtenu va être résolu par l'algorithme de Thomas.

L'équation à discrétiser est de la forme :

$$\Delta V(x) = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \quad (3-27)$$

A l'aide de la méthode des différences finies centrées, on obtient :

$$\Delta V(x) = \nabla^2 V(x) = \frac{\partial^2 V(x)}{\partial x^2} \quad (3-28)$$

$$\left. \frac{\partial^2 V(x)}{\partial x^2} \right|_i = \frac{V_{i-1} - 2V_i + V_{i+1}}{\Delta x^2} \quad (3-29)$$

Donc :

$$\frac{V_{i-1} - 2V_i + V_{i+1}}{\Delta x^2} = \rho_i \quad (3-30)$$

Avec ρ_i : la charge d'espace nette :

$$\rho_i = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e) \quad (3-31)$$

L'équation (3-28) peut s'écrire sous la forme :

$$V_{i-1} - 2V_i + V_{i+1} = \rho_i \Delta x^2 \quad (3-32)$$

Lorsque i varie de 2 à $nx-1$ dans l'équation (3-32), on obtient une matrice tridiagonale qui est de la forme suivante :

$$b_1 V_2 + c_1 V_3 = d_1$$

$$a_i V_{i-1} + b_i V_i + c_i V_{i+1} = d_i \quad \text{Avec : } i=2, 3, 4, \dots, nx-1 \quad (3-33)$$

$$a_{nx-1} V_{nx-2} + b_{nx-1} V_{nx-1} = d_{nx-1}$$

Les valeurs V_1 et V_{nx} sont connues grâce aux conditions aux limites. les valeurs $d_1, d_2, \dots, d_{nx-1}$ sont également connues car les densités de charges sont connues par la résolution des équations de transport . Le but est donc de déterminer les valeurs inconnues de V_i pour i variant de 2 à $nx-1$. Pour cela, on utilise l'une des méthodes de résolution des matrices tridiagonale. C'est la méthode à double balayage qu'on va utiliser en faisant appel à l'algorithme de Thomas [44]

On définit les termes A et B tels que :

$$A_i = -\frac{c_i}{a_i A_{i-1} + b_i} \quad (3-34)$$

$$\text{Avec :} \quad A_1 = -\frac{c_1}{b_1}$$

$$B_i = \frac{d_i - a_i B_{i-1}}{a_i A_{i-1} + b_i} \quad (3-35)$$

$$\text{Avec :} \quad B_1 = \frac{d_1}{b_1}$$

$$V_i = A_i V_{i+1} + B_i \quad (3-36)$$

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

$$V_{nx-1} = B_{nx-1} \quad (3-37)$$

et

$$V_i = B_i - A_i V_{i+1} \quad (3-38)$$

Le système d'équation (3-33) permet de calculer aisément de proche en proche les couples (A_i, B_i) en faisant un premier balayage pour l'indice i variant de 2, à $nx-1$. Puis on effectue, un second balayage qui va permettre de déterminer les inconnues V_i en commençant par V_{nx-1} et en progressant par valeurs décroissantes de l'indice i jusqu'à V_2 .

On obtient le potentiel en tout point du domaine de définition.

III-6 Conclusion

Dans ce chapitre, on a présenté le modèle mathématique de la décharge luminescente à basse pression, ainsi que les différentes équations déduites de ce modèle. Ce dernier est basé sur la résolution de l'équation de Boltzmann. Sa mise au point est difficile à cause de la capacité des calculateurs. C'est la raison pour laquelle, on a présenté les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann couplés de façon auto cohérente à l'équation de Poisson. Il s'agit de l'équation de continuité et de transfert de quantité de mouvement.

La résolution des équations de transport après leur discrétisation par la méthode des différences finies à flux exponentiel est effectuée par l'algorithme de **Thomas** pour la résolution des matrices tridiagonales.

Le chapitre suivant va mettre en évidence les caractéristiques électriques de la décharge luminescente dans l'argon à basse pression et les résultats de la simulation.

CHAPITRE IV :

MODELISATION NUMERIQUE ET RESULTATS DE LA SIMULATION

IV -1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude du comportement des particules chargées dans un gaz monoatomique (l'argon) en présence d'une décharge luminescente en régime continu avec des paramètres indépendants du champ électrique. L'objectif est de déterminer par la modélisation les propriétés électriques de la décharge luminescente entretenue par un terme source constant de production de paires électron-ion.

Dans une première partie de ce chapitre et en considérant les paramètres de transport indépendants du champ électrique, on va présenter les distributions spatiales des densités des particules chargées (électrons et ions positifs), du potentiel et du champ électriques, des flux électronique et ionique et des densités de courant électronique et ionique.

Dans une deuxième partie, on va étudier l'effet de la tension appliquée, de la pression du gaz et de la distance inter-électrodes sur les propriétés électriques de la décharge car ces paramètres d'utilisation peuvent modifier les différentes zones de celle-ci et par conséquent, influencer ses caractéristiques électriques.

Les propriétés électriques de la décharge sont : les distributions spatiales des densités électronique et ionique, le potentiel et le champ électriques.

IV -2 Description du modèle [06]

Le modèle utilisé dans ce travail est basé sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann. Ces deux moments qui représentent l'équation de continuité et l'équation de transfert de la quantité de mouvement sont fortement couplés à l'équation de Poisson en utilisant l'approximation du champ local.

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

Dans le cas de l'argon, les particules chargées étudiées sont uniquement les électrons et les ions positifs A_2^+ . On considère que les ions A^+ formés initialement par ionisation de l'atome de l'argon, sont vite transformés en ions moléculaires A_2^+ par une collision à trois corps (le temps de cette réaction est beaucoup plus court que le temps que mettraient les ions A^+ pour dériver d'une électrode à l'autre). Les ions A_2^+ sont donc créés à partir des ions A^+ qui sont produits, soit par

ionisation du gaz, soit par la source continue. De plus les ions A_2^+ peuvent disparaître par un processus de recombinaison : électron - A_2^+ avec un coefficient de recombinaison constant.

Pour une géométrie monodimensionnelle, ce modèle simple est constitué par les équations suivantes :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial \phi_e}{\partial x} = S' + n_e \alpha \mu_e E - \gamma' n_e n_i \quad (4-1)$$

$$\phi_e = -n_e \mu_e E - D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} \quad (4-2)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial \phi_i}{\partial x} = S' + n_e \alpha \mu_e E - \gamma' n_e n_i \quad (4-3)$$

$$\phi_i = n_i \mu_i E - D_i \frac{\partial n_i}{\partial x} \quad (4-4)$$

$$\frac{\partial V^2}{\partial x^2} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_i) \quad (4-5)$$

Où :

n_e : Densité des électrons e : Charge élémentaire ($1.6 \cdot 10^{-19}$ coulomb)

n_i : Densité des ions ϵ_0 : Permittivité du vide ($8.85 \cdot 10^{-12}$ Farad/m)

ϕ_e : Flux des électrons ϕ_i : Flux des ions positifs

E : Champ électrique V : Potentiel électrique

D_e : Coefficient de diffusion des électrons μ_e : Mobilité électronique

D_i : Coefficient de diffusion des ions positifs μ_i : Mobilité ionique

γ' : Coefficient de recombinaison des ions de l'argon ($\gamma' = 8,81 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$)

S' : Terme source de production uniforme et constante des électrons et des ions donné par Lowke et Davies [30] ($S' = 3.6 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$).

α : Premier coefficient d'ionisation de Townsend. Il est donné dans le cas de l'argon

Par la relation suivante [28] :

$$\frac{\alpha}{N} = 2,910^{-17} \exp\left(-1,4810^{-15} \frac{N}{E}\right) \text{ cm}^2 \quad (4-6)$$

Où N est la densité du gaz.

Le coefficient de diffusion électronique dépend de la température des électrons selon l'expression suivante :

$$D_e = \frac{\mu_e k T_e}{e} \quad (4-7)$$

K : Constante de Boltzmann ($k = 1,380622 \cdot 10^{-23} \text{ j/}^\circ\text{k}$)

IV-3 Les paramètres de transport

Pour ce modèle 1D, les paramètres de transport dans l'argon sont pris constants. Ils sont présentés comme suit :

$$\text{Mobilité électronique : } N\mu_e = 8.510^{21} (\text{V cm s})^{-1} \quad [47]$$

$$\text{Mobilité ionique : } N\mu_i = 3.610^{19} (\text{V cm s})^{-1} \quad [47]$$

$$\text{Coefficient de diffusion électronique : } ND_e = 1.710^{22} (\text{cm s})^{-1} \quad [47]$$

$$\text{Coefficient de diffusion ionique : } ND_i = 8.10^{19} (\text{cm s})^{-1} \quad [36]$$

IV-4 Présentation des résultats de la simulation

L'étude de la cinétique des particules chargées (électrons et ions) dans l'argon en présence d'une décharge luminescente basse pression en régime continu entretenue par un terme source constant de production de paires électron-ion, aboutit aux résultats qui seront présentés dans cette partie.

On prend le pas de calcul en temps Δt égal à 10^{-9} s, la distance entre les deux électrodes d est fixée à 0.3 cm et la pression du gaz P est égale à 240 torr.

IV-5 Les conditions initiales et aux limites

Initialement, les densités électronique et ionique sont supposées égales à zéro sur les électrodes. Le potentiel à l'anode correspond à la valeur maximale de la tension appliquée à $x=d$ cm (100 Volts). Le potentiel à la cathode est nul pour $x=0$. La température est constante et égale

à 293 K, l'énergie des électrons est prise égale 1 ev. La distribution initiale des densités électronique et ionique est donnée par la relation suivante [17] :

$$n_e = n_i = 10^7 + 10^9 \left(1 - \frac{x}{d}\right)^2 \left(\frac{x}{d}\right)^2 \quad (4-8)$$

IV-6 Les caractéristiques électriques de la décharge

Dans ce paragraphe, on va présenter les caractéristiques électriques de la décharge luminescente dans l'argon à l'état stationnaire entretenue par un terme source constant de production de paires électron-ion. Ces caractéristiques électriques sont :

- Le potentiel et le champ électriques
- Les densités électronique et ionique
- Les flux électronique et ionique.
- Les densités de courant électronique et ionique.

IV-6 -1 Distributions spatiales du potentiel et du champ électriques

Les variations spatiales du potentiel électrique sont représentées dans l'espace inter-électrodes par la figure (4-1).

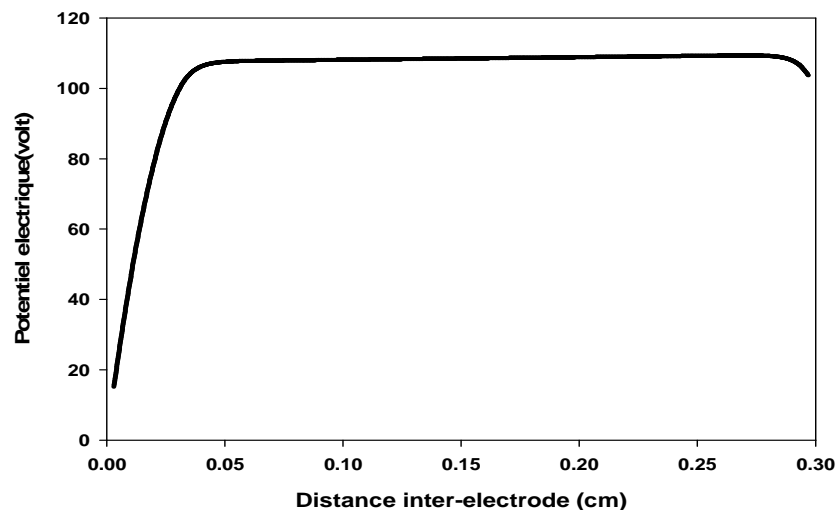


Figure (4-1) : Distribution spatiale du potentiel électrique en régime stationnaire

Dans la gaine cathodique, on remarque un fort gradient de potentiel (Figure (4-1)). Cette chute de potentiel caractérise la décharge lumineuse.

Dans la colonne positive et la région anodique, le potentiel est quasi constant. Il a une valeur presque égale à la valeur du potentiel appliqué à l'anode. C'est un comportement normal de la décharge puisque la valeur de la densité de charge d'espace nette est presque négligeable dans la colonne positive. Toutes les particules se trouvant dans la colonne positive ne subissent pas l'attraction des électrodes. Elles se déplacent uniquement sous l'effet de l'agitation thermique.

Les variations spatiales du champ électrique dans l'espace inter-électrodes sont représentées par la figure (4-2).

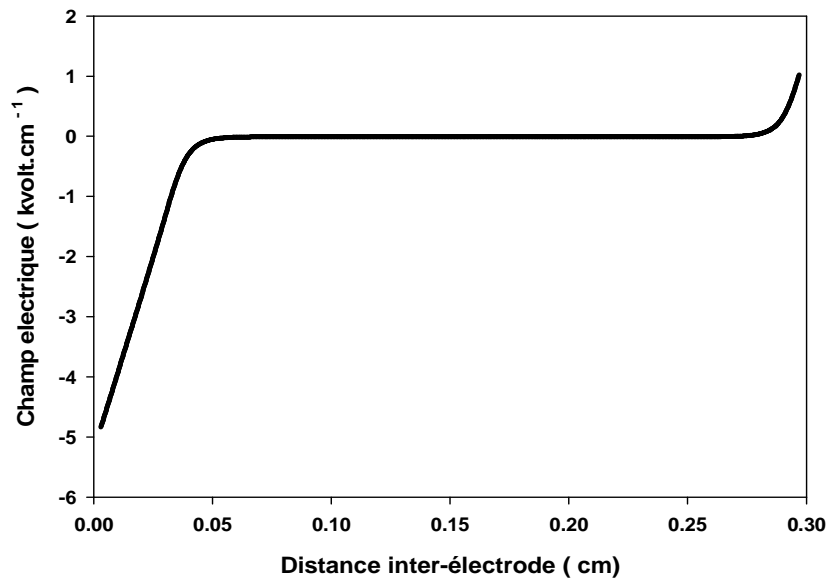


Figure (4-2) : Distribution spatiale du champ électrique en régime stationnaire

On remarque que le champ électrique varie en fonction du potentiel inter-électrodes, ce qui se traduit par une croissance linéaire du champ électrique dans la gaine cathodique où s'instaure toute la chute de potentiel.

Comme la variation du potentiel électrique est presque constante dans la colonne positive, le champ électrique est quasi nul dans cette région.

Dans la gaine anodique, le champ électrique croît à nouveau vu le gradient de densité du plasma qui est assez grande dans cette région.

IV-6-2 Distributions spatiales des densités électronique et ionique

Les distributions spatiales des densités électronique et ionique à l'état stationnaire de la décharge luminescente sont représentées respectivement par les figures (4-3) et (4-4).

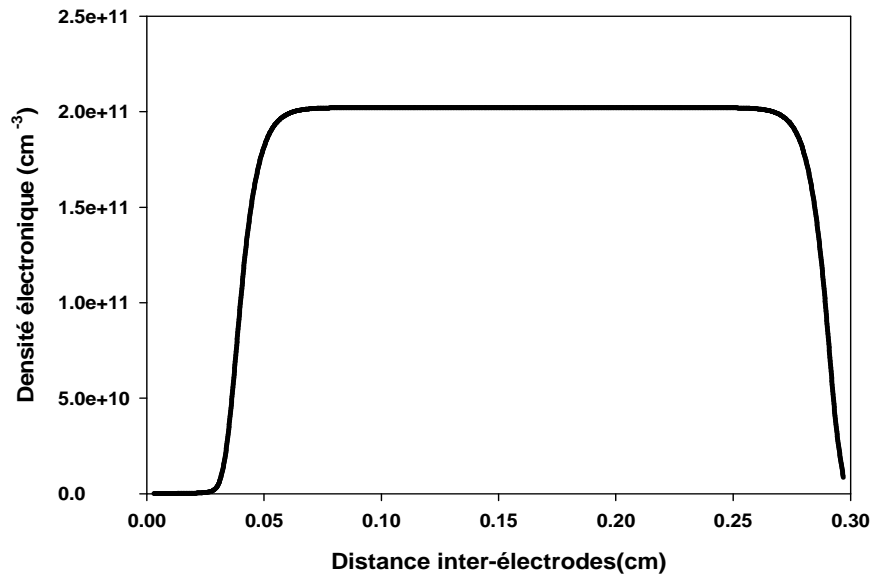


Figure (4-3) : Distribution spatiale de la densité électronique en régime stationnaire

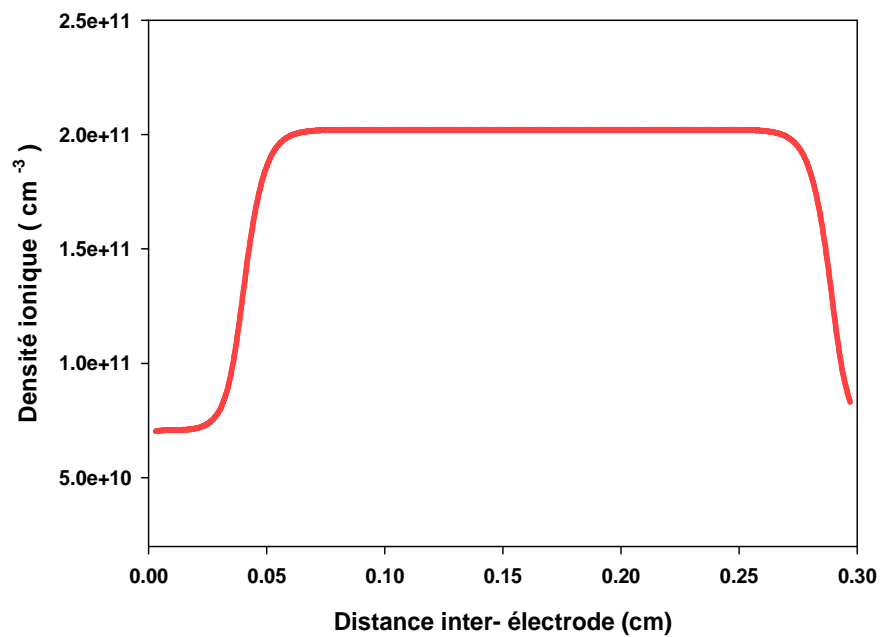


Figure (4-4) : Distribution spatiale de la densité ionique en régime stationnaire

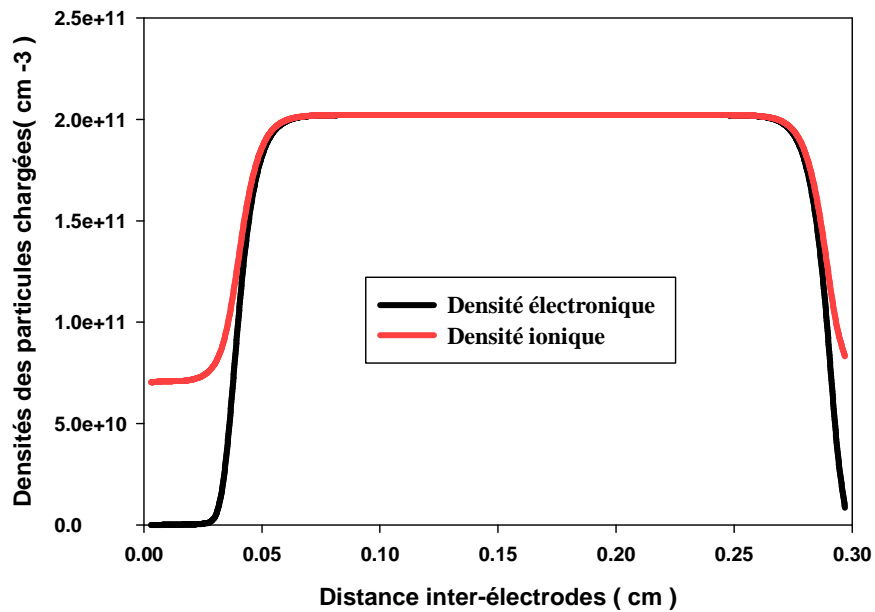


Figure (4-5) : Distribution spatiale de la densité des particules chargées en régime stationnaire

Le comportement de la décharge est normal puisqu'on distingue clairement sur ces courbes la présence des trois zones différentes de la décharge : la *gaine cathodique*, la *colonne positive* et la *gaine anodique*.

Dans la région de la gaine cathodique, on remarque que la densité des électrons est négligeable par rapport à la densité des ions (Figure (4-5)). Ce phénomène est expliqué par le fait que les électrons sont beaucoup plus légers et se déplacent plus rapidement que les ions en présence d'un gradient de potentiel. Ce qui provoque un dépeuplement de cette région par les électrons.

Dans la région de la colonne positive où le potentiel électrique est constant et le champ électrique est nul, les densités électronique et ionique sont constantes et quasi égales (Figure (4-3), (4-4)). Elles atteignent un maximum de $2.10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Par conséquent la charge d'espace nette est négligeable ce qui se traduit par la neutralité du plasma.

Dans la région de la gaine anodique la densité des électrons est aussi négligeable par rapport à la densité ionique (Figure (4-5)). Ceci est expliqué par le fait que sous l'action du champ électrique, les électrons sont attirés vers l'anode tandis que les ions sont repoussés.

IV-6-3 Distributions spatiales des flux électronique et ionique

Les distributions spatiales des flux électronique et ionique à l'état stationnaire de la décharge luminescente sont représentées, respectivement par les figures : (4- 6) et (4-7).

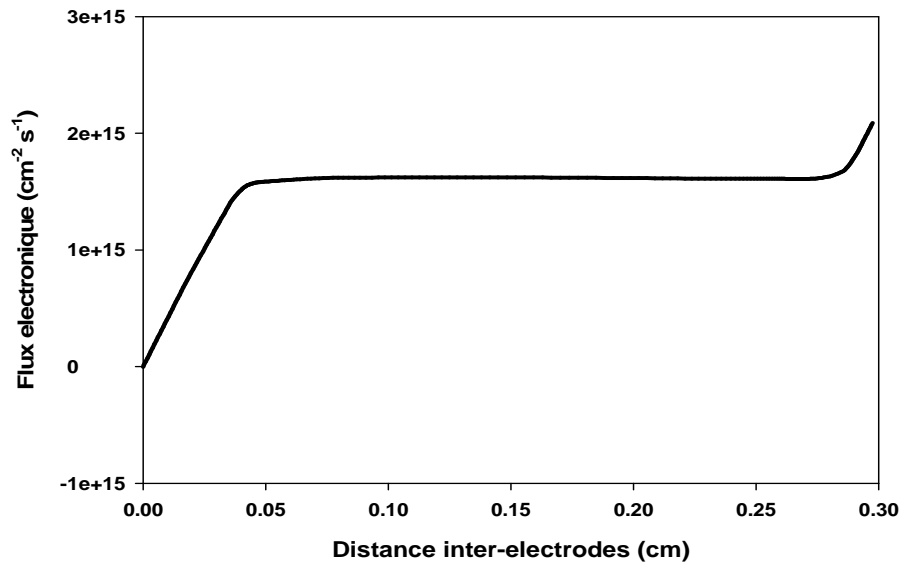


Figure (4-6) : Distribution spatiale du flux électronique en régime stationnaire

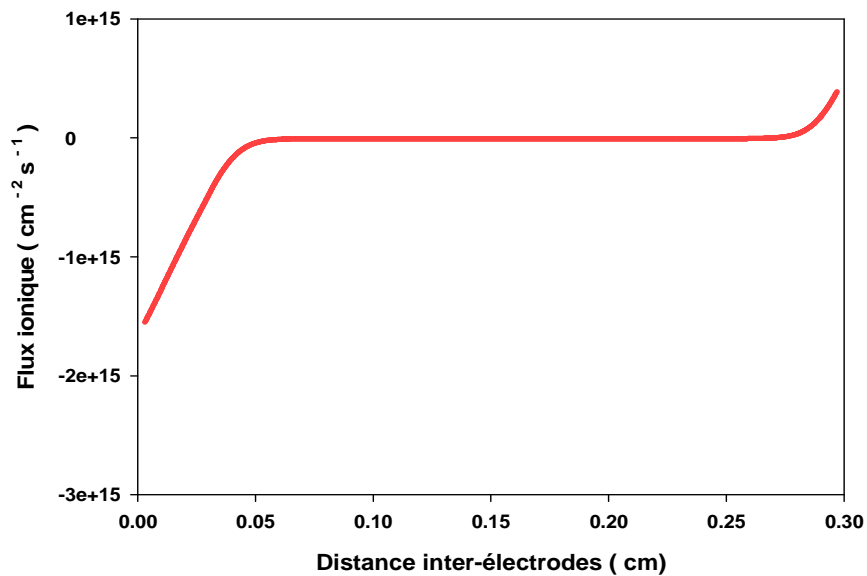


Figure (4-7) : Distribution spatiale du flux ionique en régime stationnaire

On remarque, pour ces deux figures ((4-6) et (4-7)) représentatives des distributions spatiales des flux électronique et ionique dans l'espace inter-électrodes que le comportement de la décharge luminescente est normal vu l'existence des trois régions : les deux gaines cathodique et anodique et la colonne positive.

Dans la gaine cathodique, les flux électronique et ionique augmentent suite au déplacement des particules chargées sous l'effet d'un champ électrique intense dans cette région. Dans la colonne positive, les deux flux sont constants. On fait remarquer que le flux ionique est nul. Ceci peut être expliqué par le fait que, dans cette zone les particules chargées ne subissent pas l'attraction des électrodes, elles se déplacent uniquement sous l'effet de l'agitation thermique. Et comme les ions sont trop lourds par rapport aux électrons pour se déplacer sous cet effet, leur déplacement est donc nul et par conséquent le flux ionique est nul. Dans la gaine anodique, l'anode rentre en jeu et attire les électrons et repousse les ions positifs, ce qui se traduit par une augmentation des deux flux électronique et ionique (figures (4-6) et (4-7)).

La distribution spatiale du flux total est représentée sur la figure (4-8).

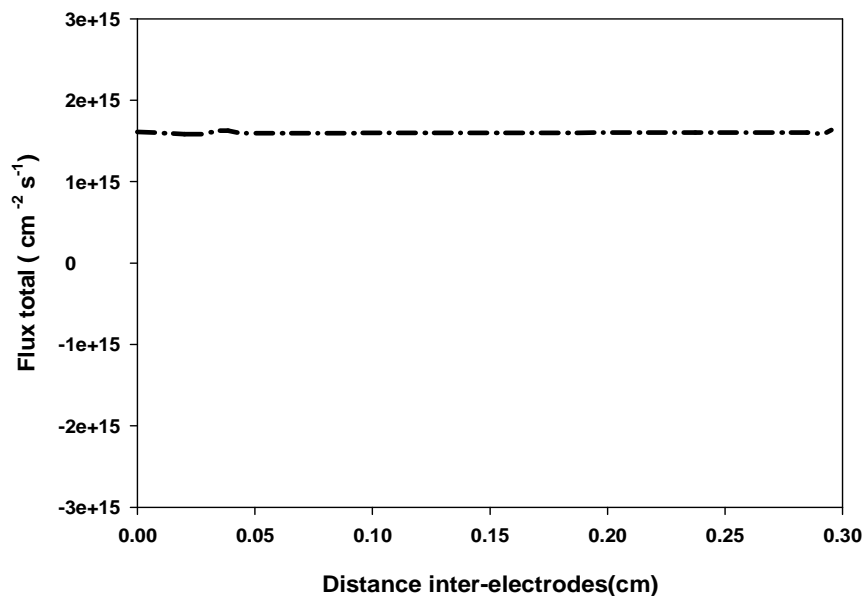


Figure (4-8) : Distribution spatiale du flux total en régime stationnaire

Les deux flux électronique et ionique s'équilibrent pour donner un flux total constant le long de la distance inter-électrodes (Figure (4-8)).

IV-6-4 Distributions spatiales des densités de courants électronique et ionique

Les distributions spatiales des densités de courants électronique et ionique ainsi que la densité totale sont représentées, à l'état stationnaire par les figures : (4-9), (4-10) et (4-11).

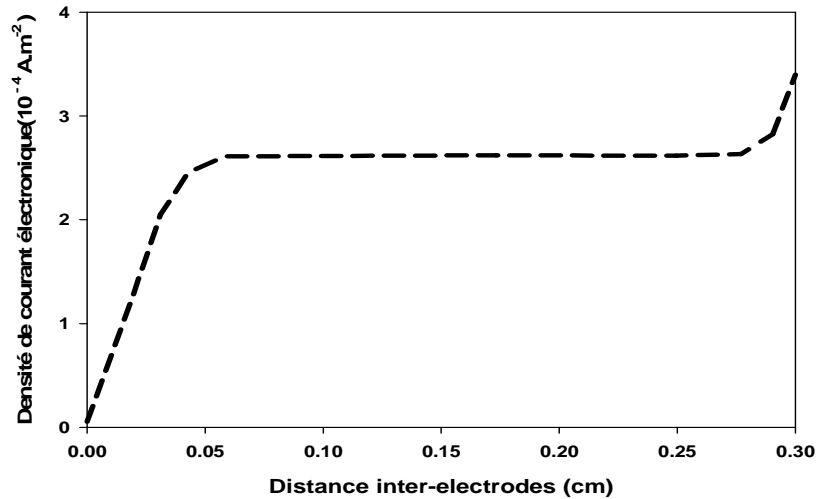


Figure (4-9) : Distribution spatiale de la densité de courant électronique en régime stationnaire

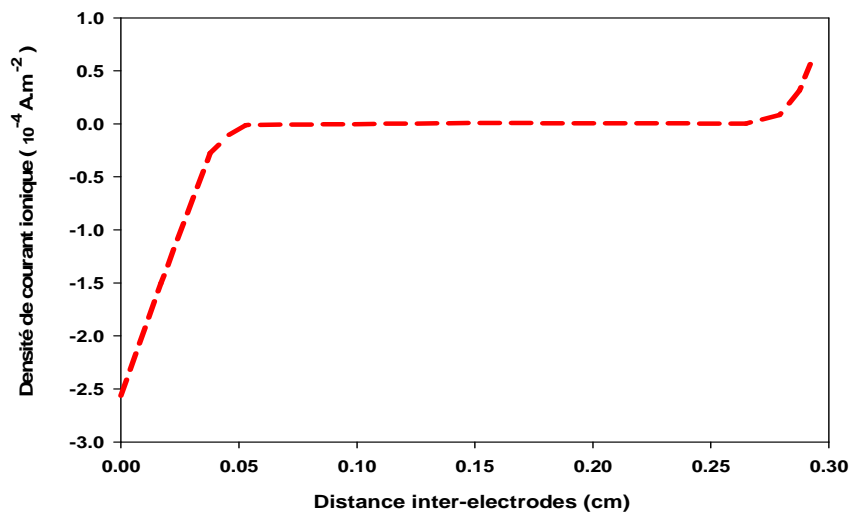


Figure (4-10) : Distribution spatiale de la densité de courant ionique en régime stationnaire

Dans la gaine cathodique les deux flux électronique et ionique augmentent suite au déplacement des particules chargées sous l'effet d'un champ électrique intense dans cette région (figures (4-6) et (4-7)). Et comme les densités de courants électronique et ionique sont proportionnelles respectivement aux flux électronique et ionique, alors, la croissance des flux provoque une croissance des densités de courants dans cette région (figures (4-9) et (4-10)).

Dans la colonne positive les densités de courant électronique et ionique sont constantes car les deux flux électronique et ionique étant constants dans cette région. Dans la gaine anodique, ces densités de courant croissent à nouveau avec l'augmentation des flux électronique et ionique dans cette zone (figures (4-9) et (4-10)).

La distribution spatiale de la densité de courant total est représentée, à l'état stationnaire par la figure (4-11).

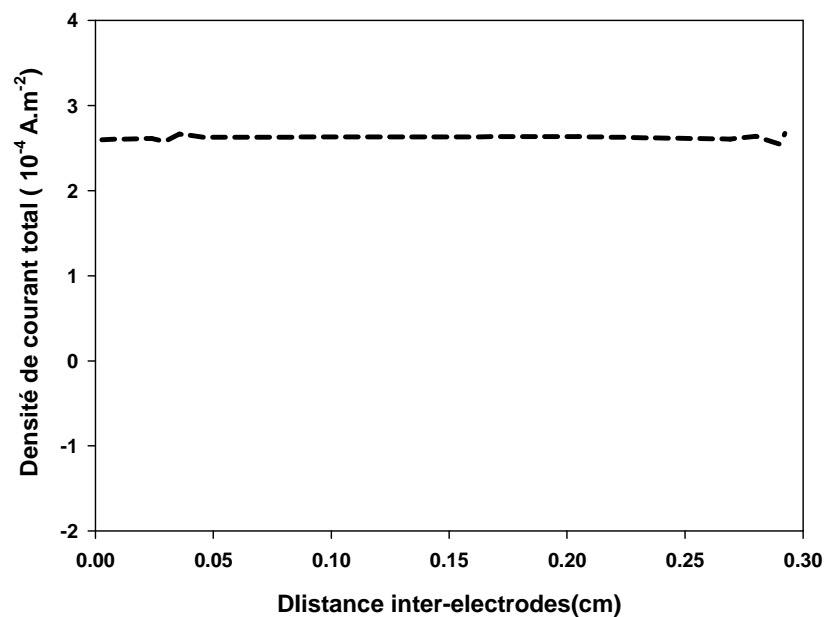


Figure (4-11) : Distribution spatiale de la densité de courant total en régime stationnaire

La densité de courant total représentée par la figure (4-11) est proportionnelle aux flux total.

IV-7 Teste de validité dans l'argon

A fin de tester la validité des résultats obtenus par l'évolution d'une décharge luminescente dans l'argon, on a effectué une comparaison entre ces résultats obtenus et ceux issus du modèle de **Lowke** et **Davies** [28].

IV-7-1 Conditions de Lowke et Davies.

Pour une décharge luminescente dans l'argon, les conditions de **Lowke** et **Davies** sont les suivantes :

- Les électrodes sont planes et parallèles et sont des absorbants parfaits (aucune particule n'est créée au niveau des électrodes par effet photoélectrique, ou tout autres processus).
- La pression du gaz est prise égale à 240 torr.
- La décharge est entretenue par une source continue de production de paires électron-ion égale à $3.6 \cdot 10^{22} \text{ (m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$.
- La distance inter-électrodes est prise égale à 0.3 cm
- Les particules étudiées sont les électrons et les ions A_2^+

Lowke et **Davies** considèrent que les ions A^+ formés initialement par ionisation de l'argon atomique sont rapidement transformés en ions moléculaires A_2^+ par collision à trois corps. Les ions A_2^+ peuvent disparaître par un processus de recombinaison (électron- A_2^+) avec un coefficient de réaction constant (coefficient de recombinaison $\gamma' = 8.81 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$).

IV-7-2 Validation des résultats

Les figures (4-12), (4-13), (4-14), (4-15), (4-16) et (4-17) montrent que les résultats obtenus de ce modèle 1 D s'accordent bien avec ceux issus du modèle de Lowke et Davies.

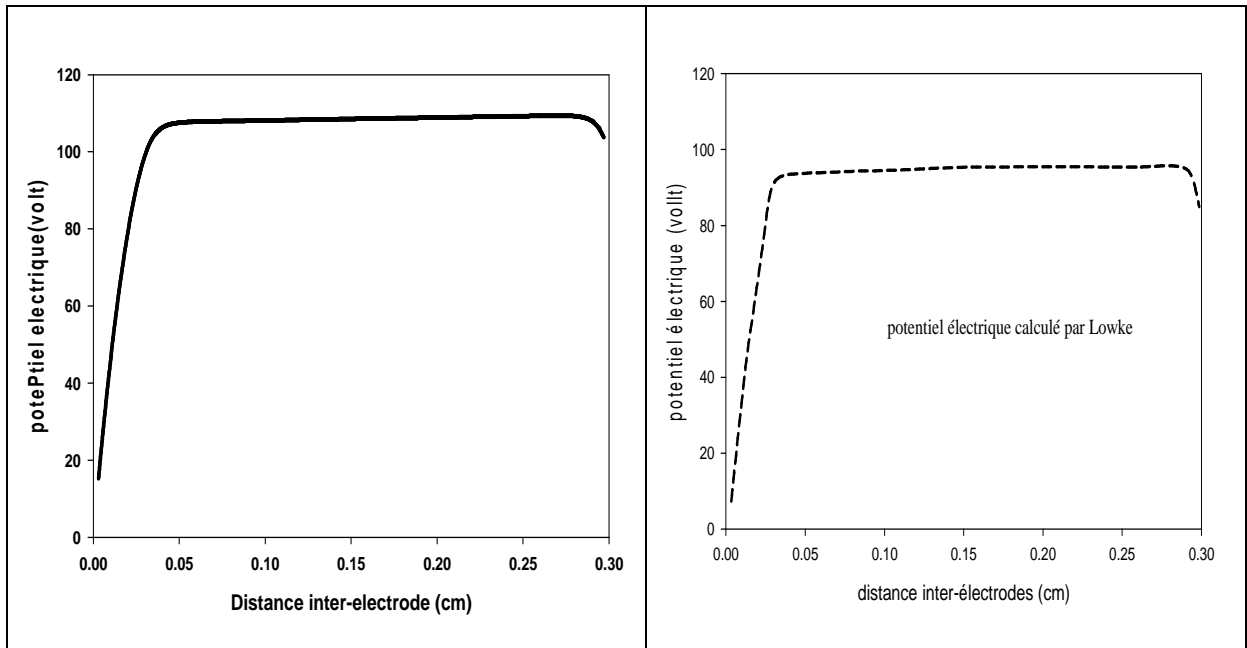


Figure (4-12) : Distribution spatiale du potentiel électrique en régime stationnaire

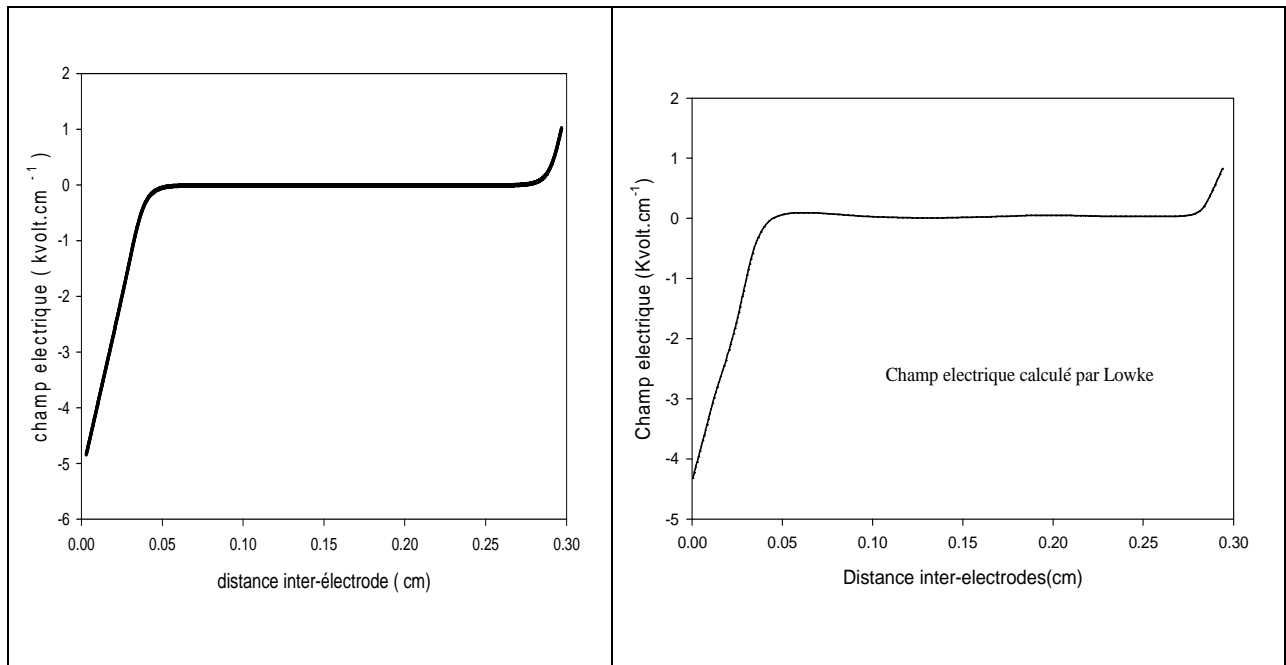
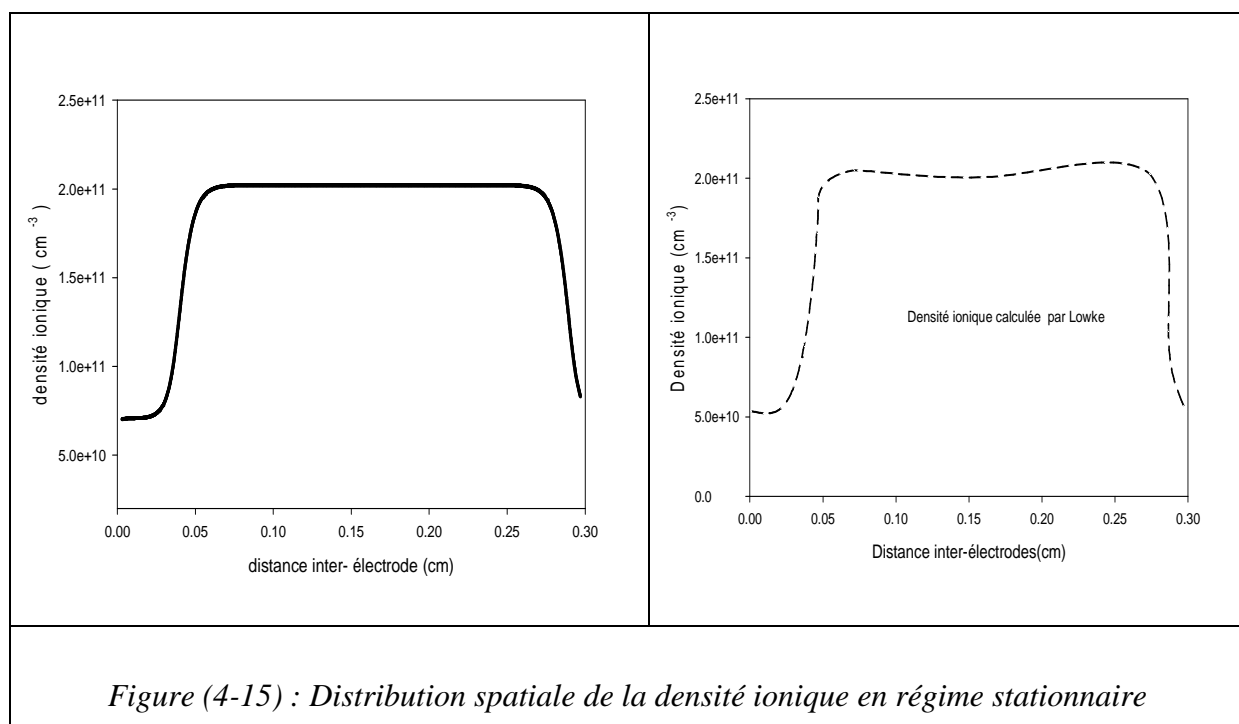
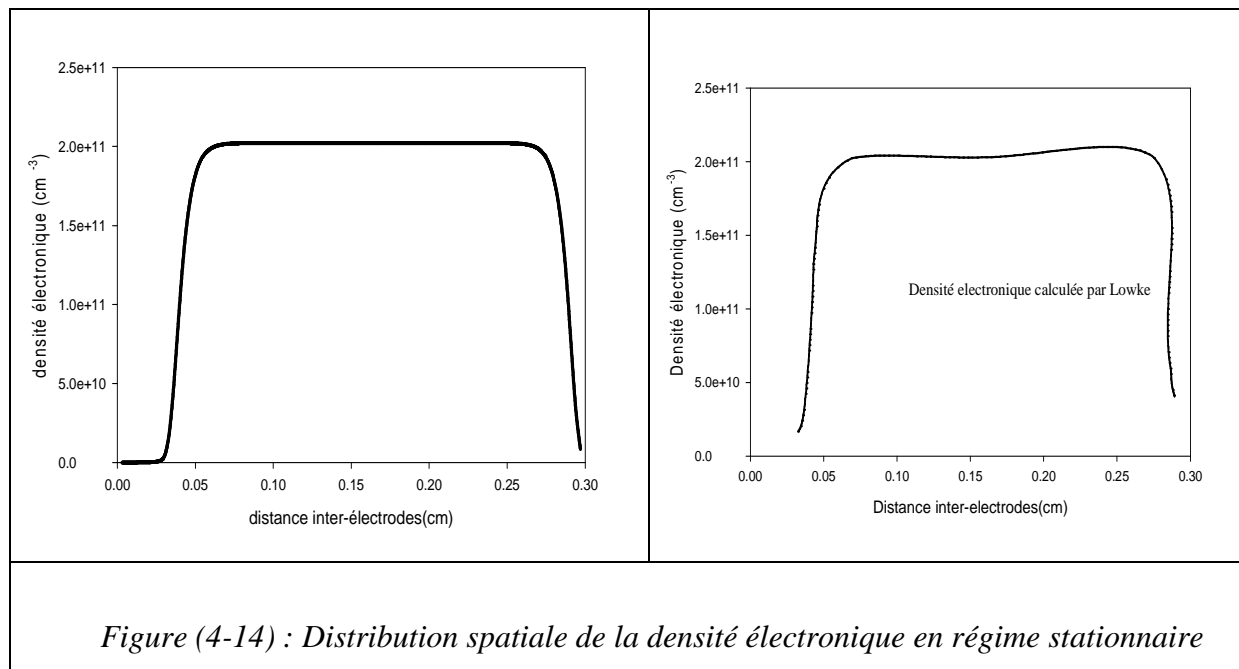


Figure (4-13) : Distribution spatiale du champ électrique en régime stationnaire



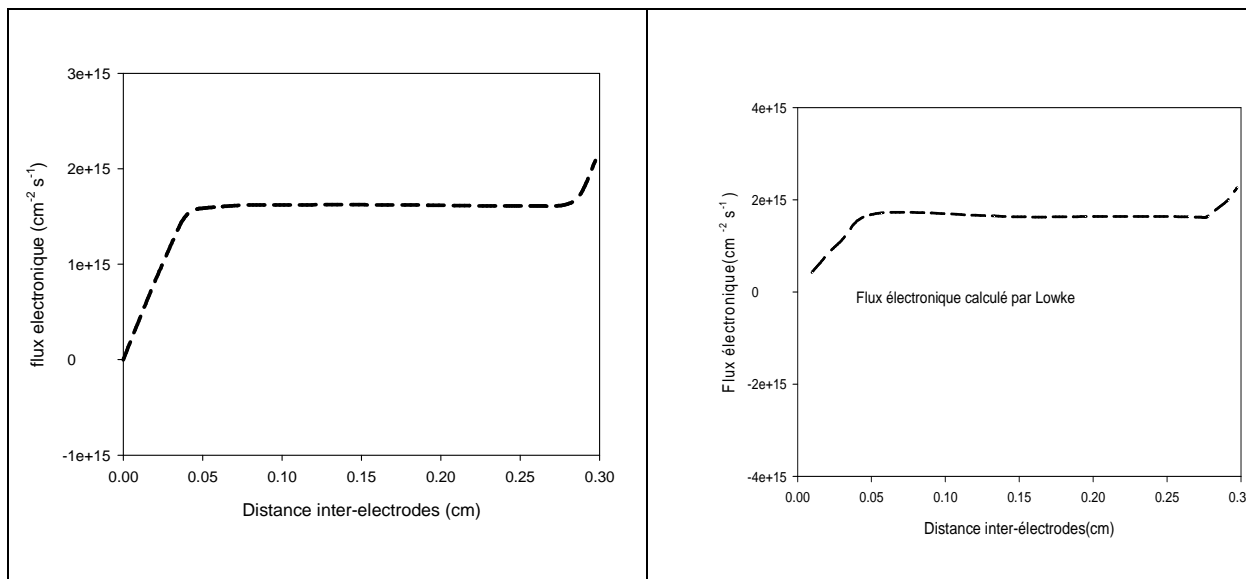


Figure (4-16) : Distribution spatiale du flux électronique en régime stationnaire

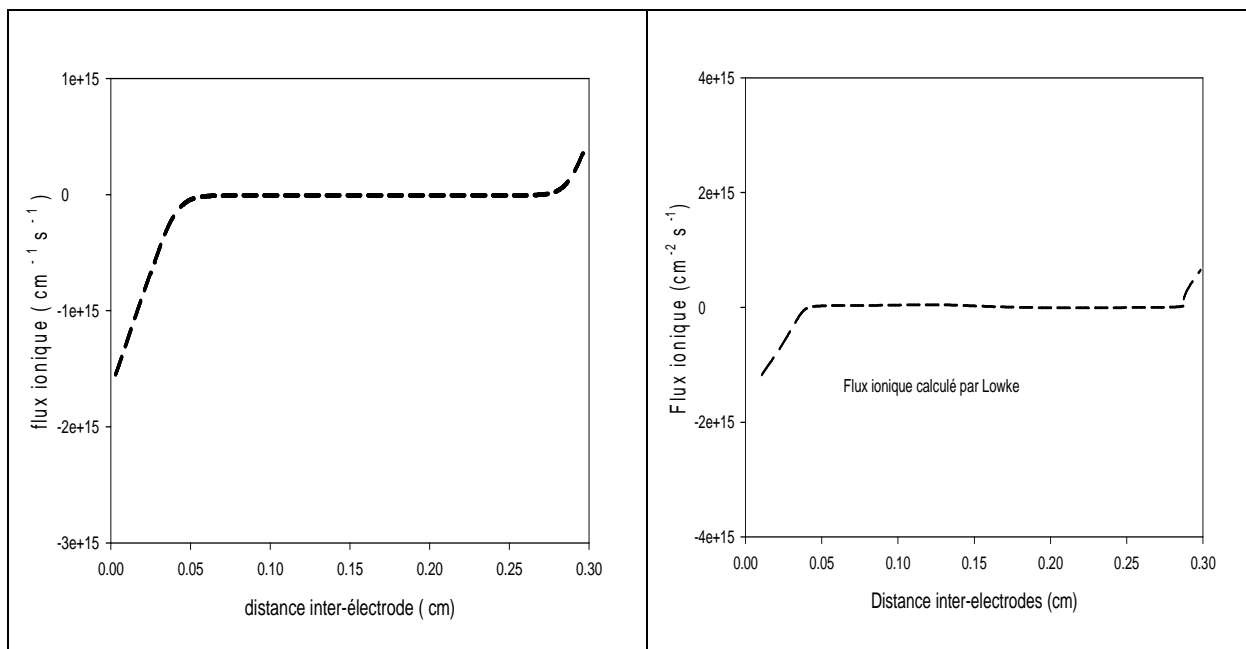


Figure (4-17) : Distribution spatiale du flux ionique en régime stationnaire

IV-8 Etude du comportement de la décharge en fonction des différents paramètres

Pour illustrer l'influence des paramètres opératoires sur le comportement de la décharge, les distributions monodimensionnelles des densités des particules chargées, du potentiel et du champ électriques sont présentées en faisant varier la tension appliquée à l'anode, la pression du gaz et la distance inter-électrodes. Ces variations sont appliquées à une décharge lumineuse entretenue par un terme source constant de production de paires électron-ion ($s' = 3.610^{22} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$) avec un pas de calcul en temps Δt égal à 10^{-9} s.

IV-8-1 Influence de la tension appliquée à l'anode

Pour des valeurs fixes de la distance inter-électrodes (0.3 cm) et de la pression du gaz (240 torr), on fait varier la tension appliquée à l'anode selon la gamme suivante : 100, 200 et 300 volts.

IV-8-1-1 Influence de la tension appliquée à l'anode sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique

Les distributions spatiales des densités électronique et ionique à l'état stationnaire de la décharge lumineuse sont représentées par les figures (4-18) et (4-19) en faisant varier la tension appliquée à l'anode.

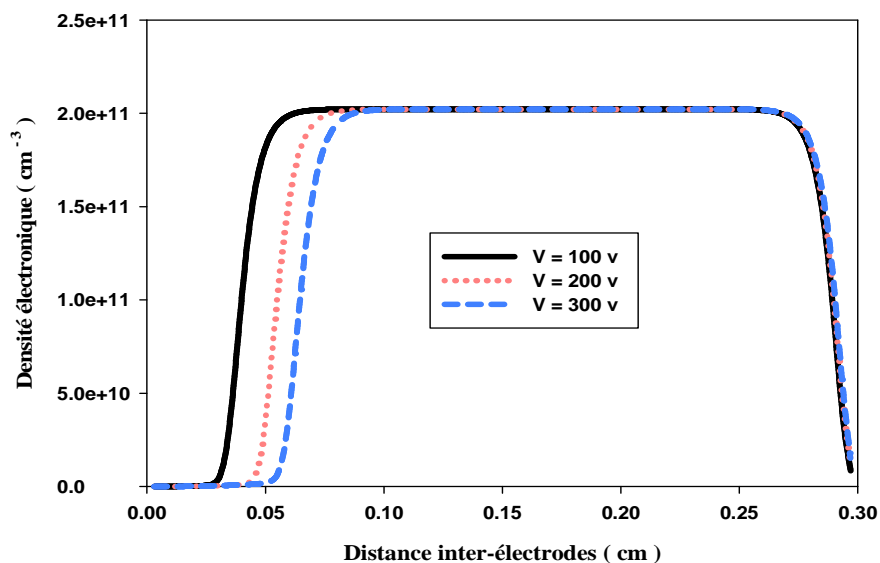


Figure (4-18) : Influence de la tension appliquée sur la distribution spatiale de la densité électronique en régime stationnaire

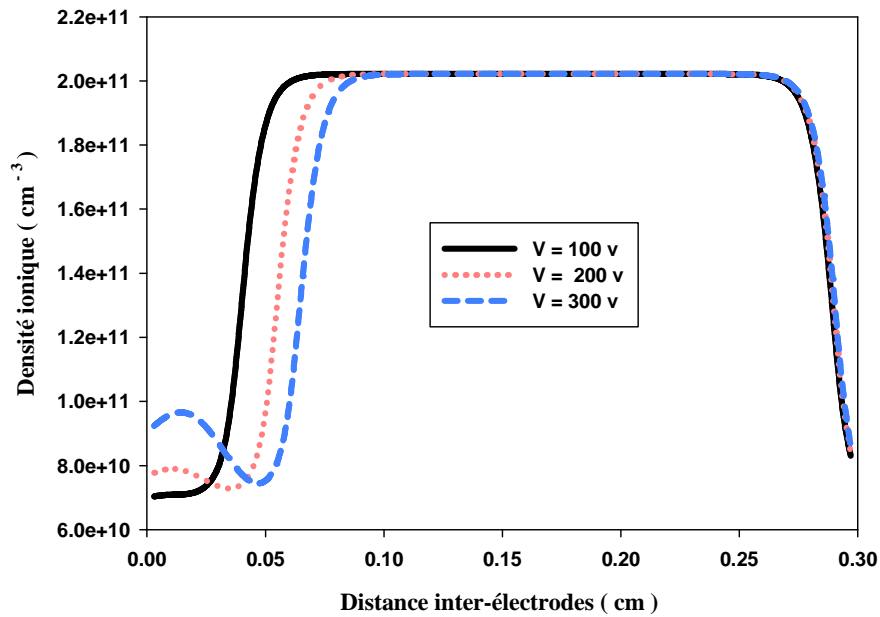


Figure (4-19) : Influence de la tension appliquée sur la distribution spatiale de la densité ionique en régime stationnaire

On fait remarquer que le comportement de la décharge luminescente est normal, car on distingue bien la présence des trois régions qui la caractérisent : il s'agit des deux gaines cathodique et anodique et la colonne positive (figures (4-18) et (4-19)).

Dans la région de la gaine cathodique, on remarque que l'augmentation de la tension appliquée à l'anode fait augmenter l'épaisseur de la gaine (figures (4-18) et (4-19)). En effet, en présence d'un champ électrique intense, les électrons qui sont plus rapides que les ions dépeuplent la région près de la cathode. Plus le champ électrique est intense (augmentation de la tension) et plus la vitesse des particules chargées et en particulier les électrons est plus élevée. Par conséquent, la densité ionique est supérieure à la densité électronique dans cette région et l'écart entre ces deux densités devient de plus en plus important avec l'augmentation de la tension appliquée à l'anode.

Dans la colonne positive, quelque soit la tension appliquée, la densité des particules chargées est la même (figures (4-18) et (4-19)). Ce phénomène s'explique dans ce cas par la présence d'un terme source constant de production de paires électron-ion.

L'augmentation de la tension appliquée à l'anode n'a aucune influence sur la région anodique, seulement on fait remarquer que les ions sont relativement majoritaires par rapport aux électrons dans cette zone (l'anode rentre en jeu) (figures (4-18) et (4-19)).

IV-8-1-2 Influence de la tension appliquée à l'anode sur les distributions spatiales du potentiel et du champ électriques.

La figure (4-20) représente la distribution spatiale du potentiel électrique pour différentes valeurs de la tension appliquée.

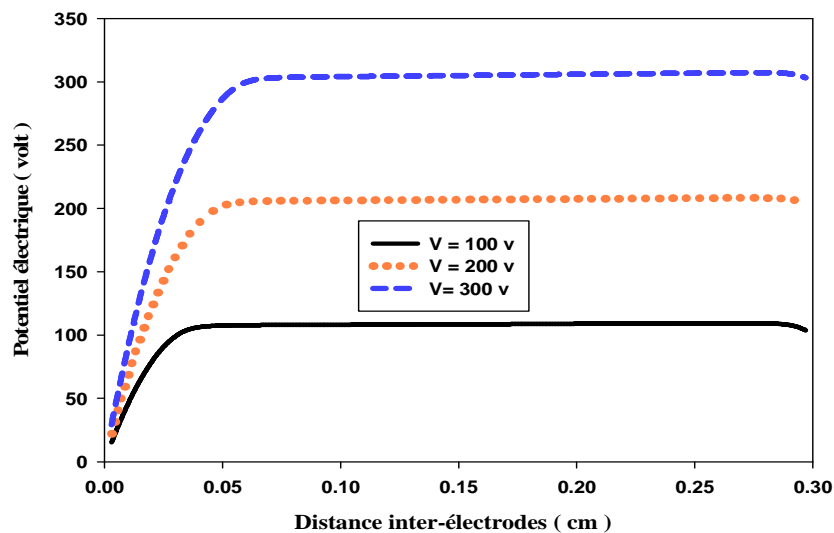


Figure (4-20) : Influence de la tension appliquée sur la distribution spatiale du potentiel électrique en régime stationnaire

On remarque sur la figure (4-20) représentative de la distribution spatiale du potentiel électrique, que toute la chute de potentiel, instaurée entre la cathode et l'anode est localisée dans la gaine cathodique quelque soit la valeur de la tension appliquée.

Dans la colonne positive, le potentiel augmente avec l'augmentation de la tension anodique. En effet quand l'augmentation de la tension appliquée est significative, une énergie est fournie aux électrons, ce qui rend les processus d'ionisation collisionnelles plus efficaces. Par

conséquent le nombre de particules chargées augmente. Donc la densité de courant total augmente ce qui se traduit par une augmentation du potentiel.

La figure (4-21) représente la distribution spatiale du champ électrique pour différentes valeurs de la tension appliquée.

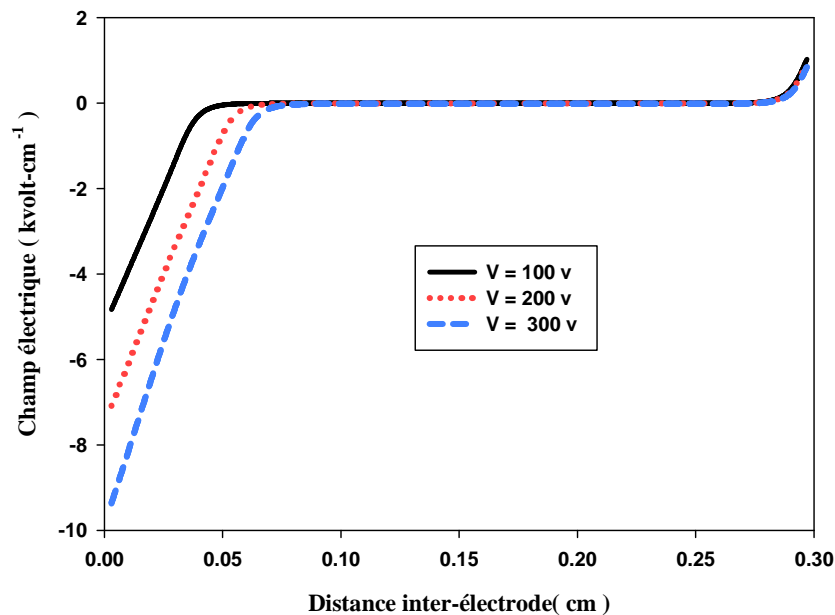


Figure (4-21) : Influence de la tension appliquée sur la distribution spatiale du champ électrique en régime stationnaire

Le comportement du champ électrique en fonction de la tension appliquée (figure (4-21)) est tout à fait classique pour une décharge lumineuse. On remarque que le champ électrique dans la gaine cathodique devient un peu plus intense lorsque la tension appliquée augmente car l'écart entre les deux densités électronique et ionique croît en fonction de la tension appliquée dans cette région.

Dans la colonne positive et la région anodique, le champ électrique est quasi nul à cause de la charge d'espace qui est négligeable dans ces deux régions (figure (4-21)). On remarque aussi le rétrécissement de la colonne positive pour des valeurs élevées de la tension appliquée.

Ce qu'on peut retenir de ce paragraphe que l'augmentation de la tension appliquée à l'anode fait augmenter l'épaisseur de la gaine cathodique et rétrécit l'espace de la colonne positive.

IV-8-2 Influence de la pression du gaz

La variation de la pression du gaz a une grande influence sur les différentes régions spatiales de la décharge, et surtout sur la colonne positive. En effet, quand la pression augmente, la colonne positive a tendance à prendre tout l'espace disponible entre les deux électrodes, alors qu'une diminution de la pression conduit à la disparition de la colonne positive dans l'anode. Dans ce cas on obtient ce que l'on appelle une décharge obstruée. Si l'on diminue encore la pression du gaz, l'espace sombre de la cathode, nécessaire au maintien de la décharge, peut être détruit, et par conséquent la décharge s'éteint.

Pour confirmer ceci, on fixe les valeurs de la tension appliquée à l'anode (100 volt) et de la distance inter-électrodes (0.3 cm) et on fait varier la pression du gaz selon la gamme suivante : 150, 250 et 350 torr. Les résultats obtenus décrivent l'évolution des distributions spatiales des densités de particules chargées, du potentiel et du champ électriques.

IV-8-2-1 Influence de la pression sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique

Les figures (4-22) et (4-23)) représentent, respectivement les distributions spatiales des densités électronique et ionique à l'état stationnaire de la décharge.

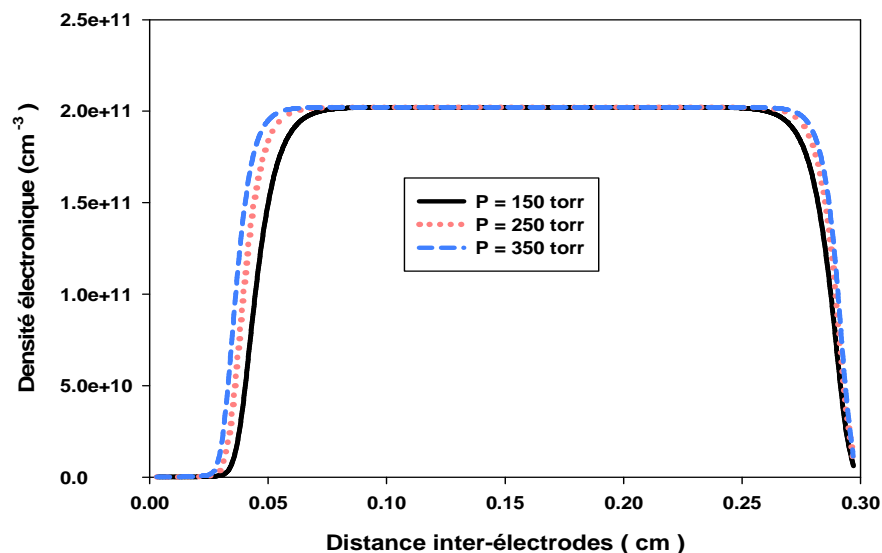


Figure (4-22) : Influence de la pression du gaz sur la distribution spatiale de la densité électronique en régime stationnaire

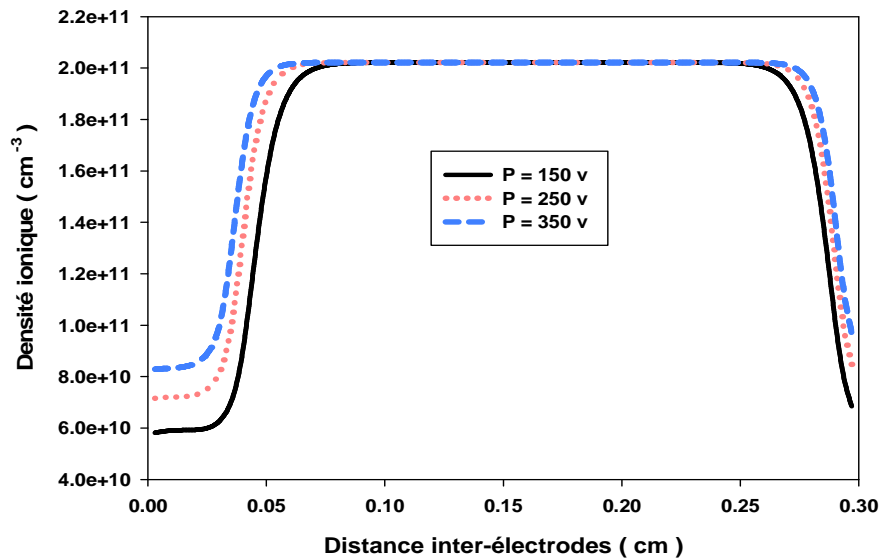


Figure (4-23) : Influence de la pression du gaz sur la distribution spatiale de la densité ionique en régime stationnaire.

Les deux figures ((4-22) et (4-23)) montrent que le comportement de la décharge lumineuse est tout à fait normal car les trois régions distinctes de la décharge existent : il s'agit bien des deux gaines cathodique et anodique et de la colonne positive.

Dans la gaine cathodique, la densité ionique est relativement importante par rapport à la densité électronique (figures (4-22) et (4-23)). Vu leurs inerties et en présence d'un gradient de potentiel, les électrons dépeuplent plus rapidement que les ions positifs cette zone.

On remarque pour ces deux figures que la surface occupée par la colonne positive augmente légèrement avec l'augmentation de la pression. Cette augmentation entraîne une contraction des deux gaines cathodique et anodique (figures (4-22) et (4-23)). En effet le libre parcours moyen qui est inversement proportionnel à la pression, diminue quand la pression augmente. Donc le nombre de collisions ionisantes augmente, par conséquent, le nombre de particules chargées augmente et provoque l'expansion de la colonne positive. L'élargissement de la colonne positive engendre le rétrécissement des gaines cathodique et anodique. Ce phénomène a été observé par plusieurs auteurs dans la littérature [17] [46] [47].

Quelque soit la valeur de la pression du gaz, les valeurs des densités électronique et ionique sont quasi identiques dans la colonne positive et sont égales à $2.10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

Ce qu'on peut déduire de ce paragraphe que l'augmentation de la pression élargit la colonne positive et rétrécit les deux gaines cathodique et anodique. La diminution de la pression du gaz a un effet inverse sur les différentes régions de la décharge.

IV-8-2-2 Influence de la pression sur les distributions spatiales du potentiel et du champ électrique

La figure (4-24) représente, l'effet de la pression du gaz (l'argon) sur la distribution spatiale du potentiel électrique à l'état stationnaire de la décharge.

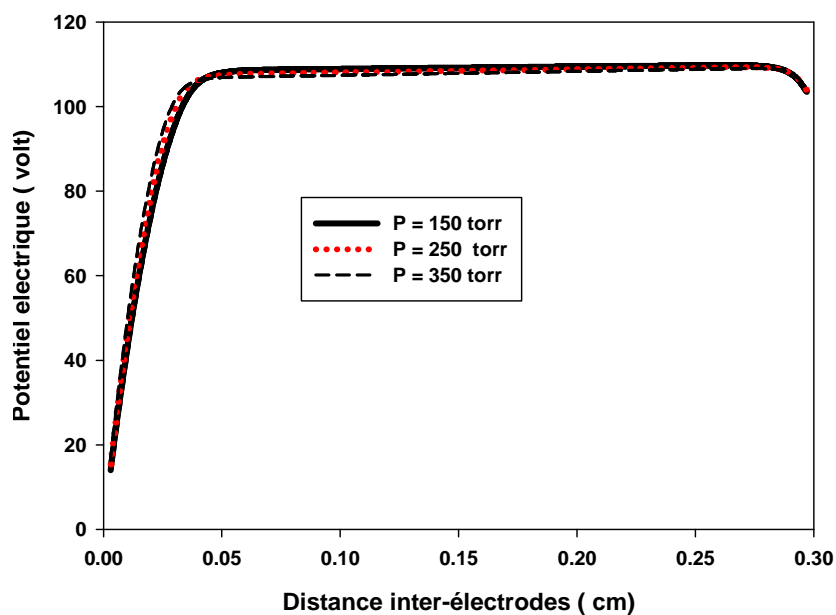


Figure (4-24) : Influence de la pression du gaz sur les distributions spatiales du potentiel électrique en régime stationnaire

On remarque sur la figure (4-24) représentative de l'évolution de la distribution du potentiel dans l'espace inter-électrodes, que dans la région cathodique le gradient du potentiel croît légèrement lorsque la pression augmente, et la valeur du potentiel à la cathode est égale à la valeur de la tension appliquée à l'anode. Tandis que dans la colonne positive, la pression n'a aucune influence sur le potentiel, car la charge d'espace nette est négligeable dans cette région.

La figure (4-25) représente, l'effet de la pression du gaz (l'argon) sur la distribution spatiale du champ électrique de la décharge à l'état stationnaire.

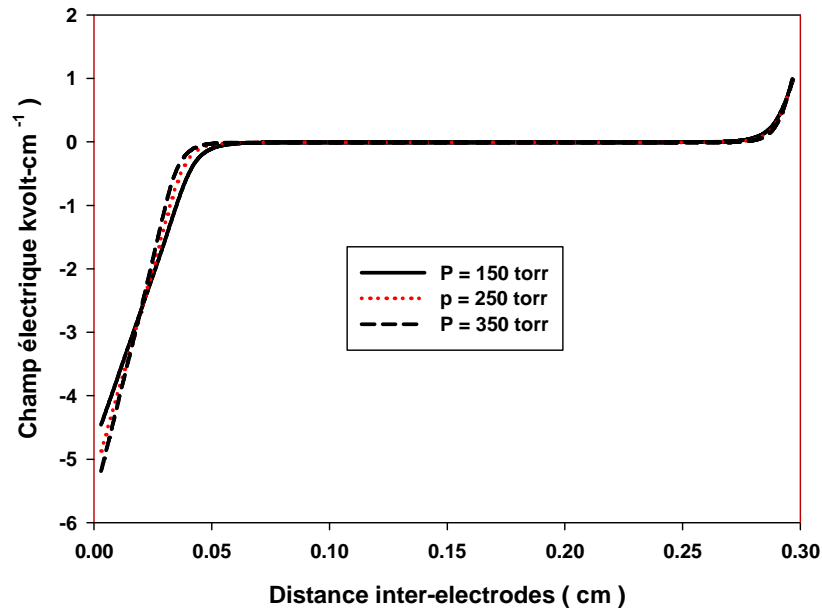


Figure (4-25) : Influence de la pression du gaz sur les distributions spatiales du champ électrique en régime stationnaire

On remarque également que le champ dans la gaine cathodique devient un peu plus intense lorsque la pression du gaz est augmentée (Figure (4-25)). C'est un comportement tout à fait normal puisque l'écart entre les deux densités électronique et ionique croît en fonction de la pression dans cette région. Par contre dans la colonne positive et la région anodique, le champ électrique est indépendant de la valeur de la pression à cause de la charge d'espace nette qui est très faible dans ces deux régions.

IV-8-3 Influence de la distance inter-électrodes

Pour des valeurs fixes de la tension appliquée à l'anode (100volts) et de la pression du gaz (240 torr), on fait varier la distance inter-électrodes selon la gamme suivante : 0.3 ,0.5 et 0.7 cm.

IV-8-3-1 Influence de la distance inter-électrodes sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique

L'effet de la variation de la distance inter-électrodes sur les différentes régions de la décharge est semblable à celui observé dans le cas de la variation de la pression du gaz. En effet l'augmentation de la distance inter-électrodes provoque l'expansion de la colonne positive. L'étendue de la région du plasma neutre (la colonne positive) caractérisant le régime luminescent de la décharge est liée à l'augmentation de l'espace inter-électrodes. Ceci est expliqué par le fait que le courant électrique dans l'espace sombre de Faraday est créé par les électrons qui se déplacent de la lueur négative vers l'anode et quand la distance entre la cathode et l'anode augmente, certains électrons sont perdus suite à leur diffusion vers les parois. Alors pour compenser cette perte et pour produire des électrons suffisants qui assurent le courant électrique vers l'anode, la colonne positive est formée et le petit champ électrique négatif dirige les électrons vers l'anode.

Les deux figures (4-26) et (4-27) représentent l'effet de la pression du gaz (l'argon) sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique à l'état stationnaire de la décharge.

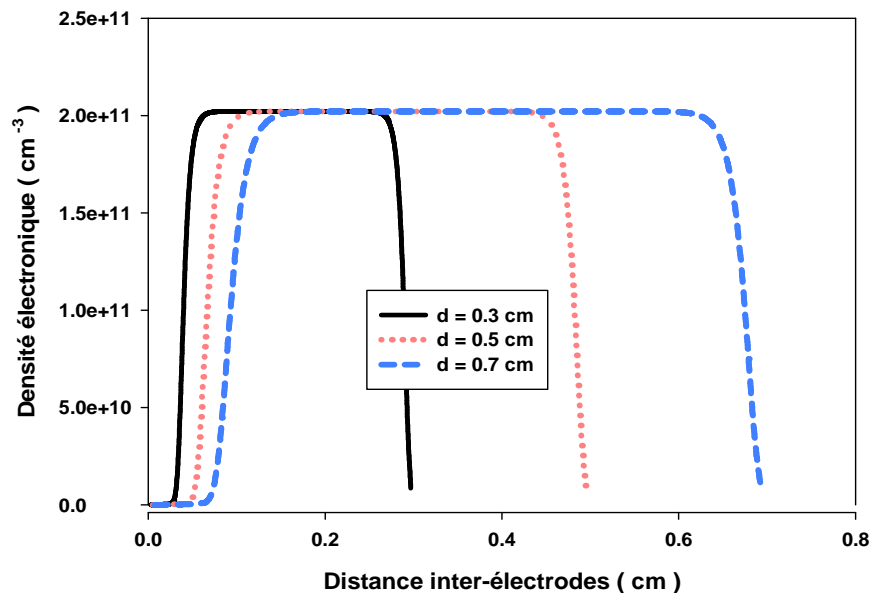


Figure (4-26) : Influence de la distance inter-électrodes sur la distribution spatiale de la densité électronique en régime stationnaire

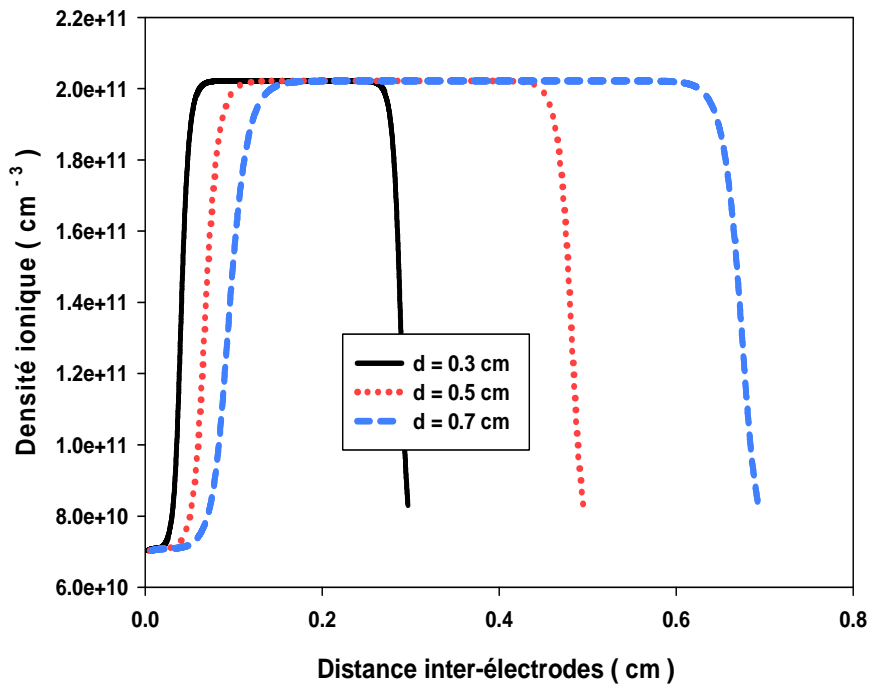


Figure (4-27) : Influence de la distance inter-électrodes sur la distribution spatiale de la densité ionique en régime stationnaire

Dans les deux gaines cathodique et anodique, la densité ionique est relativement importante par rapport à la densité électronique. Les électrons qui sont plus rapides que les ions dépeuplent rapidement la zone cathodique en présence d'un gradient de potentiel (figures (4-26) et (4-27)). Quelque soit la valeur de la distance inter-électrodes, les valeurs des densités ionique et électronique sont égales dans la colonne positive ($2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$).

Ce qu'on peut déduire de ces graphes que la zone où il y a une égalité entre la densité des électrons et des ions (densité de charge d'espace nulle) augmente avec l'augmentation de l'espace inter-électrodes et la zone de la gaine cathodique commence à décroître lorsque la distance inter-électrodes augmente (figures (4-26) et (4-27)). Ceci confirme que l'étendue de la région du plasma neutre caractérisant le régime luminescent de la décharge est liée à l'augmentation de l'espace inter-électrodes.

IV-8-3-2 Influence de la distance inter-électrodes sur les distributions spatiales du potentiel et du champ électriques

Les figures (4-28) et (4-29) représentent respectivement, les variations spatiales du potentiel et du champ électriques pour différentes valeurs de la distance inter-électrodes. L'appariation des trois zones principales de la décharge lumineuse sur la forme du potentiel et du champ électrique montre que le comportement de la décharge est normal.

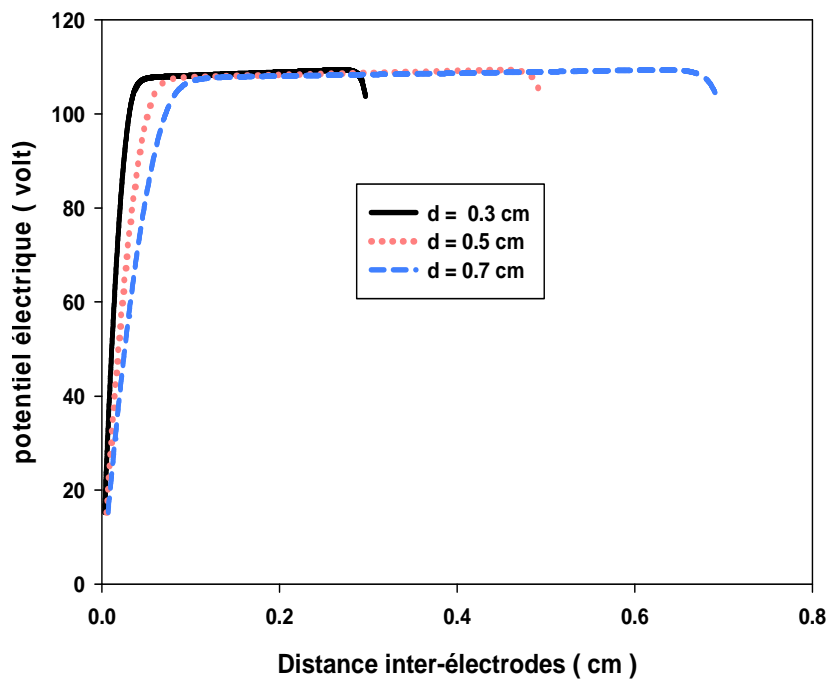


Figure (4-28) : Influence de la distance inter-électrodes sur la distribution spatiale du potentiel électrique en régime stationnaire

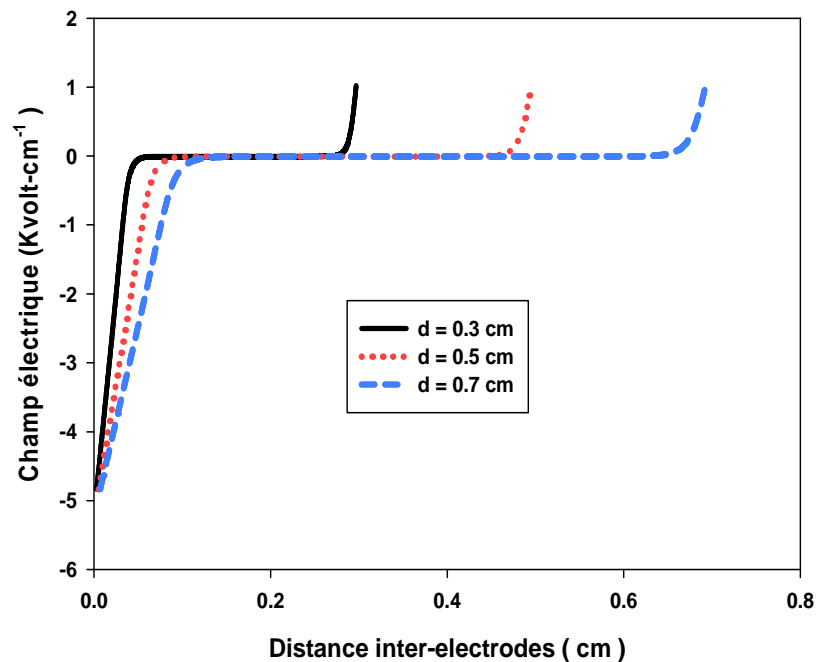


Figure (4-29) : Influence de la distance inter-électrodes sur la distribution spatiale du champ électrique en régime stationnaire

Les distributions spatiales du potentiel électrique Figure (4-28) montrent que quelque soit la valeur du potentiel inter-électrodes, toute la chute de potentiel est instaurée dans la gaine cathodique. Dans la région cathodique la valeur du potentiel à la cathode est égale à la valeur de la tension appliquée. Dans la colonne positive, la distance inter-électrodes n'a aucune influence sur le potentiel, car la charge d'espace nette est négligeable dans cette région (Figure (4-28)).

Les distributions spatiales du champ électrique (figure (4-29)) montrent qu'il varie en fonction du potentiel inter-électrodes. Ce qui se manifeste par une croissance linéaire du champ électrique dans la gaine cathodique ou s'instaure toute la chute de potentiel. Dans la colonne positive et la région anodique, le champ électrique est indépendant de la valeur de la distance inter-électrodes car la charge d'espace nette est très faible dans ces deux régions (Figure (4-29)).

Ce qu'on peut conclure de cette dernière partie (IV-8-3) que l'augmentation de la distance inter-électrodes modifie les différentes zones spatiales de la décharge notamment la colonne positive qui s'élargit quand la distance augmente et se rétrécit dans le cas inverse.

IV-9 Conclusion

On a présenté, dans une première partie de ce chapitre les résultats de la simulation d'une décharge luminescente dans l'argon à basse pression entretenue par un terme source constant de production de paires électron-ion en considérant un modèle fluide auto – cohérent d'ordre 1 pour la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann, qui sont couplés à l'équation de Poisson. Les résultats de cette simulation sont illustrés en termes de variation dans l'espace inter-électrodes du potentiel, du champ électrique et des densités de particules chargées. Les résultats obtenus, sont en bon accord avec ceux issus du modèle de **Lowke** et **Davies**.

Dans une deuxième partie de ce chapitre, on a exploité cette simulation pour étudier l'effet de la tension appliquée, de la pression du gaz et de la distance inter-électrodes sur les propriétés électriques de la décharge.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

L'objectif de ce mémoire était de modéliser une décharge luminescente en régime continu dans l'argon à basse pression. Dans le cadre de ce travail, la décharge est entretenue par un terme source constant de production de paires électron-ion. Cette contribution a apporté une meilleure compréhension des propriétés fondamentales de la décharge.

Dans une première partie du *premier chapitre*, on a présenté un aperçu bibliographique sur les plasmas hors équilibre. Une attention particulière était portée sur les différentes techniques de leur génération, ainsi que leurs domaines d'application. En effet les plasmas froids sont devenus aujourd'hui une technologie prometteuse qui envahit plusieurs domaines d'application qui ne cessent de se multiplier de jour en jour.

Dans une deuxième partie de ce chapitre, on a présenté des généralités sur les décharges électriques et en particulier les décharges luminescentes, pour se familiariser avec les notions principales de ces derniers.

Le deuxième chapitre, avait pour objectif l'étude de la décharge luminescente. La caractéristique courant-tension de cette décharge à l'état stationnaire maintenue entre deux électrodes planes et parallèles était illustrée dans la première partie de ce chapitre. Cette caractéristique a permis de définir dans l'espace inter-électrodes les trois principales régions caractérisant cette décharge. Il s'agit des deux régions cathodique et anodique et la région de la colonne positive.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, d'abord une attention particulière était portée sur les phénomènes physicochimiques qui siègent au sein d'une décharge. Ensuite, on a présenté les différents modèles utilisés pour la résolution des équations de transport des particules chargées. Enfin une description du modèle fluide d'ordre 1 utilisé dans ce code numérique pour la modélisation en 1D d'une décharge luminescente dans l'argon en régime continu a été entamée.

Le troisième chapitre avait pour objectif d'introduire un aperçu bibliographique sur les méthodes de résolution des équations de continuité, ainsi que les modèles adoptés pour la discrétisation des équations fluides-Poisson.

L'équation de continuité et l'équation de transfert de quantité de mouvement qui représentent les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann couplés à l'équation de Poisson, forment le modèle fluide d'ordre 1 (présenté dans le deuxième chapitre). On a utilisé ce modèle pour la modélisation en 1D d'une décharge luminescente dans l'argon en régime continu, entretenue par un terme source constant de production de paires électron-ion.

Après avoir discrétiser les équations de transport par la méthode des différences finies à flux exponentiel, la résolution des équations macroscopiques était effectuée par l'algorithme de Thomas pour la résolution des matrices tridiagonales obtenues.

L'application du modèle fluide d'ordre 1 développé dans le troisième chapitre à une décharge luminescente dans l'argon à basse pression en régime continu en introduisant un terme source constant de production de paires électron-ion , a fait l'objet du *quatrième chapitre*.

La première partie de ce chapitre a été consacrée à la détermination des propriétés électriques de la décharge à l'état stationnaire qui sont : les densités électronique et ionique, le potentiel et le champ électriques, les flux électronique et ionique et les densités de courants électronique et ionique. On a souligné que les paramètres de la décharge ont été pris indépendants du champ électrique. Les résultats obtenus étaient en très bon accord avec ceux issus du modèle de Lowke et Davies suite à une comparaison effectuée dans ce sens.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, une étude paramétrique a été effectuée. Cette étude a permis d'évaluer l'influence de la tension appliquée à l'anode, de la pression du gaz et de la distance inter-électrodes sur le comportement de la décharge luminescente à l'état stationnaire. Les résultats obtenus portent sur les variations spatiales des densités électronique et ionique, du potentiel et du champ électriques.

Le potentiel appliqué change les dimensions de l'espace sombre de la cathode et la zone de la lueur négative. En effet lorsque le potentiel est augmenté, la décharge est facilement soutenue (les collisions ionisantes sont plus efficaces) et l'espace sombre de la cathode devient plus court. Pour des valeurs plus élevées du potentiel, la zone luminescente de la lueur négative

s'allonge, sa distance étant déterminée par la distance que peuvent parcourir les électrons avant d'être thermalisés. Ceci se traduit par une augmentation de l'épaisseur de la gaine cathodique et un rétrécissement de l'espace de la colonne positive.

La variation de la pression du gaz a une grande influence sur les différentes régions spatiales de la décharge, et surtout sur la colonne positive. En effet, quand la pression augmente, la colonne positive a tendance à prendre tout l'espace disponible entre les deux électrodes ce qui conduit à un rétrécissement des deux gaines cathodique et anodique. Alors que sa diminution conduit à la disparition de la colonne positive dans l'anode. Une diminution significative de la pression peut provoquer la destruction de l'espace sombre de la cathode nécessaire au maintien de la décharge, et par conséquent l'extinction de la décharge.

L'effet de la variation de la distance inter-électrodes sur les différentes régions de la décharge est semblable à celui observé dans le cas de la variation de la pression du gaz. En effet l'augmentation de la distance inter-électrodes provoque l'expansion de la colonne positive.

Enfin, on peut affirmer que la modélisation et la simulation numériques sont indispensables à toute démarche expérimentale des plasmas en lui offrant une aide précieuse.

REFERENCES

BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [01] **Hamid. A**, "Modélisation numérique mono et bidimensionnelle d'une décharge luminescente en régime continu", Thèse de doctorat de université des sciences et technologie d'Oran Mohamed Boudiaf, N° 2359 le 13/06/2006.
- [02] Ingénieur russe, il construisit en 1896 les premières piles de grande puissance.
- [03] Chimiste et physicien anglais, il découvrait l'arc électrique, isola les métaux alcalins grâce à l'électrolyse et inventa la lampe de sûreté pour les mineurs
- [04] Physicien anglais, on lui doit la théorie de l'influence électrostatique, l'énoncé des lois de l'électrolyse, la découverte de l'induction électromagnétique
- [05] **A.Labergue** « Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas –Application au contrôle de décollements d'écoulements » Thèse de doctorat de l'Université de Poitiers, (2005).
- [06] **R.Melati** « Modèle fluide d'ordre 2 d'une décharge luminescente basse pression avec un terme source constant », Thèse de Magister, USTO (2007)
- [07] **D. Dubois**, « Réalisation et caractérisation d'un réacteur plasma de laboratoire pour des études sur la dépollution des gaz d'échappement », Thèse Université Paul Sabatier, Toulouse, (2006),
- [08] **B.ARDJANI** «Application de la Méthode de Monté Carlo dans le Calcul des Coefficients de Transport d'un Gaz Faiblement Ionisé »,Thèse de Magister département de physique ,Université de Tlemcen (2006)
- [09] **Fridrikhov. S et Movnine. S**, "Bases physiques de la technique électronique" Edition Mir, Moscou (1985).
- [10] **D. BENYOUCEF** « Modelisation particulière et multidimensionnelle des decharges hors equilibre a basse pression excitees par champs electromagnetiques » Thèse Université Paul Sabatier, Toulouse, (2011),
- [11] **Jean Loup Delcrois** « Physique des plasmas "1994, Inter Edition, ET CNRS Editionp5. »
- [12] **H Conrads and M S chmidt** "Plasma generation and plasma sources», plasma source Sci .Technol.9 (2000), 441-454,printed in the UK
- [13] **J. M. Meek and J. D. Craggs**, 'Gas discharge physics', Berlin, 1991.
- [14] **J. S. Townsend**, 'Electricity in Gases', Clarendon Press, Oxford, 1915.
- [15] **J. L. Delcroix et A. Bers**, 'physique des plasmas', Tome 1, Paris, 1994.

- [16] **Ph. DECOMPS**, « Etude d'une décharge luminescente à la pression atmosphérique. Application au traitement surfaces isolantes », Thèse de doctorat de l'université Toulouse III - Paul Sabatier. Discipline : Génie Electrique. novembre 2007.
- [17] **Ben Gadri. R**, "Modélisation Numérique du Régime Luminescent d'une décharge contrôlée par barrières diélectriques et établie à pression atmosphérique. " Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier, 1997
- [18] **THERESE. L** « Plasmas radiofréquence pour l'analyse des matériaux études expérimentale, analytique et numérique ». Thèse de doctorat de l'université Toulouse III. 03 mars 2005.
- [19] **Pierre Fauchais** « Gaz ionisés et plasmas », université de Limoges
- [20] **A.Hennad** « cinétique des ions dans les gaz moléculaires par simulation de Monté Carlo classique et optimisée : détermination des données de base dans l'air », thèse de Doctorat, université Paule Sabatier, Toulouse-France-(1996)
- [21] **J.P. Bœuf, L.Carrigues, et L.C. Pitchford** « plasma discharge modeling and diagnostic: mutual interdependence Example of stationary plasma thrusters” Proceeding F.Gronzier in low temperature plasmas, Bdhonnef, Germany. (1994)
- [22] **V. Vahedi and M. Surenda**, “A Monte Carlo collision model for the particle-in-cell method: Application to argon and oxygen discharge,” Comput. Phys. Commun., 87, 1,2, 179, 1995.
- [23] **K. Radouane, B. Despax, M. Yousfi, J. P. Couderc, E. Klusmann, H. Meyer, R. Schulz, and J. Schulze**, “Two-dimensional electrical modeling of asymmetric radio-frequency discharges for geometry effect analysis: comparison with experiments,” J. App. Phys., 90, 9, 4346, 2001.
- [24] **D. Benyoucef, M. Yousfi, B. Belmadani, A. Settaouti**, ‘PIC MC Using Free Path for the Simulation of Low Pressure RF Discharge in Argon’, IEEE Trans. on Plasma Science, 38, 4, 902, 2010.
- [25] **D. Benyoucef, M. Yousfi, B. Belmadani**, RF discharge characteristics from particle model based on two optimized Monte Carlo methods for collision treatment’, ICPIG Cancun 13-18July, 2009.
- [26] **J. P. Boeuf et E. Marode**, “A Monte Carlo analysis of an electron swarm in a non uniform field : the cathode region of a glow discharge in helium”, J. Appl. Phys. 15, 2169- 2187 (1982)
- [27] **D. BENYOUCEF** « Modelisation particulaire et multidimensionnelle des decharges hors equilibre a basse pression excitees par champs electromagnetiques » Thèse Université Paul Sabatier, Toulouse, (2011),
- [28] **J.Lowke and Davies**, J.Appl.phys.,48,4991(1977)

- [29] **D.B. Graves** and **K.F. Jensen**, IEEE Trans. Plasma Science PS-14 1414 14, 78 (1986).
- [30] **D.B. Graves**, J. Appl. Phys. 62 6262 62, 88 (1987).
- [31] **P** and **Bouchoule A.** : « les propulseurs à effet hall », image de la physique CNRS (2003)
- [32] **L.E Kline**, in “Non equilibrium effects in ion and electron transport”, Eds.J.W. Gallagher, D.F. Hudson, EE. Kumhardt and R.J.Van Brunt, Plenum Press, New York p 121(1990)
- [33] **A. Garscadden**, Mat. Rev. Sco. Symp. Proc. Vol 165, Materials Reseach Society, P3 , (1990)
- [34] **Ward. A.L**, J Appl. Phys. 33, 2789 (1962).
- [35] **Borsch Supan .W, Oser. H**, Journal of research of the National bureau of standards, 67B, 1, 41, (1963)
- [36] **Davies. A.J, Davies. C.S, Evons C.J** proc.IEE, 118, 6, 816, 1971.
- [37] **Davies A.J. Evans C.J.,Woodison P.M.,Proc.IEEE**, 121, 7,765(1975)
- [38] **Bayle. L, Bayle. M. Z**, Plys, 266, 275 (1974).
- [39] **Yochida K.Tagashira H.,J.**, Phys.D.9,491(1976)
- [40] **Davies. A.J, Proc IEE**, 133, 4, 217, (1986).
- [41] **Bogart’s , A. and Gijbels”** fundamental aspects and applications of glow discharge spectrometric techniques” , spectrochim . Acta Part B, 1998.53(1): p.1
- [42] **Scharetter. L and Gummel. H.K**, IEEE trans Electron devices 16, 64 (1969).
- [43] **Pierre Spiteri** “ methode des différences finies pour les EDP stationnaire” , l’Ecole Nationale Superieure d’Electronique , d’Electrotèchnique , d’Informatique , d’Hydraulique , et de Telecommunication de Toulouse-France.
- [44] **Nougier. J.P**, "Méthodes de calcul numérique" MASSON, Paris.1983.
- [45] **S.Park and D.J. Economou**, J.Appl.Phys.68, 3904(1990)
- [46] **Papoular.R**, "phénomènes électriques dans les gaz”, Monographies DUNOD. (1963).
- [47] **Y.P .Raizer.**, "Gaz discharge physics", Springer-Verlag. (1991).

ملخص

يتمثل عملنا في إعطاء نموذج رقمي لدراسة الخصائص الكهربائية لتفريغ مضيء في الأرجون تحت ضغط منخفض و في حالة ثابتة نحافظ على هذا التفريغ المضيء بواسطة مورد إنتاج ثابت لأزواج من الإلكترونات و الأيونات. اعتمدنا في هذه الدراسة على تشكيلة وحيدة البعد. إن النموذج الرقمي المقدم في هذه الدراسة يساعد على حل المعادلتين الأولتين لبولتسمان و المتمثلة في معادلة الاستمرارية و معادلة نقل الزخم الحركي. بازواج المعادلتين الأولتين لبولتسمان بصفة متجانسة مع معادلة بواسون نحصل على نموذج سائل من الدرجة الأولى وهو موضوع هذه الدراسة التي نسعى فيها إلى تطوير الوسائل الرقمية لوضع نموذج رقمي لهذا النوع من التفريغات الكهربائية. إن حل معادلات النقل بعد تجزئتها بطريقة الاختلافات الكاملة ذات التدفق الآسي يتم بواسطة خوارزمية توماس التي تساعدنا على إيجاد حلول لمصفوفات ثلاثية الأقطار. نعبر عن سلوك التفريغ المضيء من خلال توزيعات فضائية زمنية للشوارد-للتدفقات الإلكترونية و الأيونية للتوتر و الحقل الكهربائيين. للتأكد من النتائج المحصل عليها من خلال هذه الدراسة قمنا بمقارنة الخصائص الكهربائية الناتجة عن النموذج المستعمل بما هو متعارف عليه في الوسط العلمي. يشمل بحثنا أيضا على دراسة تأثير كل من الضغط و التوتر المطبق على سلوكيات التفريغ المضيء في الأرقون عندما يكون هذا التفريغ مرفقا بمورد إنتاج ثابت لأزواج من الإلكترونات و الأيونات

الكلمات المفتاحية : تفريغ مضيء في الأرجون , نموذج سائل من الدرجة الأولى , معادلة بولتسمان , معادلة بواسون مورد إنتاج ثابت , طريقة الاختلافات الكاملة

RESUME

Le travail présenté concerne la modélisation numérique, pour l'état stationnaire d'une décharge lumineuse basse pression. La décharge est obtenue, dans l'argon entre deux électrodes planes et parallèles. Elle est entretenue par un terme source constant de production de paires électron-ion. Cette modélisation dite « fluide » est effectuée dans le cadre de l'approximation du champ local, dans une configuration monodimensionnelle. Le modèle numérique adopté est basé sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann, il s'agit de l'équation de continuité et l'équation de transfert de quantité de mouvement. Ces deux moments couplés de façon auto-cohérente à l'équation de Poisson, constituent le modèle « fluide » d'ordre 1. La résolution des équations de transport après discrétisation, par la méthode des différences finies à flux exponentiel, est effectuée par l'algorithme de Thomas pour la résolution des matrices tridiagonales. Les distributions spatio-temporelles des particules chargées, des flux électronique et ionique, du potentiel et du champ électrique, décrivent le comportement de la décharge. Une étude paramétrique est effectuée, à fin de voir l'influence de la tension appliquée, de la pression du gaz et de la distance inter-électrodes sur le comportement de la décharge lorsqu'elle est entretenue par un terme source constant de production de paires électron-ion.

MOTS CLES : Décharge lumineuse dans l'argon, Modèle fluide d'ordre 1, Equation de Boltzmann, Equation de Poisson, Terme source constant, Densité des particules chargées, Méthode des différences finies

Abstract:

Work presented relates to numerical modeling, for the stationary state of a glow discharge low pressure. The discharge is obtained, in argon between two plane and parallel electrodes. It is maintained by a constant source term production electron-ion pairs. This modeling known as "fluid" is carried out within the framework of the approximation of the local field, in a mono dimensional configuration. The adopted digital model is based on the first two moment's resolution of the equation of Boltzmann; it is about the equation of continuity and the equation of transfer of momentum. These two moments coupled in a self-coherent way with the Poisson's equation, constitute the "fluid" model of order 1. The resolution of the transport equations after discretization, by the method the finite differences with exponential flow, is carried out by the algorithm of Thomas for the resolution of the matrices tridiagonales. The space-time distributions of the charged particles, of the electron and ionic flow, the potential and the electric field, describe the behavior of the discharge. A parametric study is carried out, at end to see the influence of the tension applied, of the pressure of gas and the distance inter-electrodes to the behavior of the discharge when it is maintained by a constant source term production electron-ion pairs.

Key words: Glow discharge in argon, Model fluid order 1, Equation of Boltzmann, Poisson's equation, constant term source, density of the charged particles, Method of the finished differences