

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE TECHNOLOGIE D'ORAN
MOHAMED BOUDIAF

FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE
DEPARTEMENT D'ELECTROTECHNIQUE

Thèse en vue de l'Obtention du Diplôme de
DOCTORAT EN SCIENCES

Spécialité Electrotechnique
Option Matériaux Isolants

Présentée par

GUENDOUIZ DJILLALIA

Sujet de Doctorat

**MODELISATION D'UNE DECHARGE LUMINESCENTE
ENTRETEENUE PAR UN TERME SOURCE CONSTANT**

Soutenue le ...11/04/2012, devant le jury composé de:

M. SEBBANI	PROFESSEUR	UNIVERSITE D'ORAN	PRESIDENT
A. HAMID	MAITRE DE CONFERENCES	USTO-MB	ENCADREUR
S. FLAZI	PROFESSEUR	USTO-MB	EXAMINATEUR
D. MAHI	PROFESSEUR	UNIVERSITE DE LAGHOUIAT°	EXAMINATEUR
A. SETTAOUTI	PROFESSEUR	USTO-MB	EXAMINATEUR
A. TILMATINE	PROFESSEUR	UDL SIDI BELABBES	EXAMINATEUR
A.W. BELARBI	MAITRE DE CONFERENCES	USTO-MB	EXAMINATEUR

Remerciements

La route était longue et pénible, jonchées d'obstacles et de déceptions, mais la fin de ce voyage a mis fin à tous ces détails qui me gênaient et qui me chagrinaient. Mais en fait, tous ces instants malheureux n'étaient pas nécessaires pour mieux ressentir et apprécier le bonheur de l'accomplissement de notre tâche. Je remercie Dieu qui à permis l'aboutissement de ce travail.

Les travaux présentés dans ce mémoire de thèse ont été réalisés au laboratoire de "Modélisation des décharges électriques des systèmes experts" au Département d'Electrotechnique. Les premières avancées dans ces travaux ont été réalisées avec mon directeur de thèse Monsieur A. Hamid Maître de Conférences au Département d'Electrotechnique, Faculté de Génie Electrique de l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran. Je tiens à le remercier pour la confiance qu'il m'a témoignée, en me laissant une grande liberté tant dans le choix des orientations à donner à mes recherches, que dans l'organisation de celles-ci. Par cette liberté, mais aussi par sa qualité scientifique, sa simplicité et sa bonne humeur, il a grandement contribué au développement de ces travaux de recherche. J'espère vivement que nous mènerons d'autres collaborations dans l'avenir.

J'adresse mes sentiments les plus respectueux et mes remerciements les plus vifs à tous les membres du jury qui ont bien voulu examiner mon travail : Monsieur M. Sebbani Professeur à l'Université d'Oran, Monsieur D. Mahi Professeur à l'Université de Laghouat, A. Tilmatine Professeur à l'Université de Sidi Bel Abbes, Monsieur S. Flazi, Professeur à l'USTO, Monsieur A. Settaouti Professeur à l'USTO et Monsieur A. W. Belarbi Maître de Conférences à USTO.

Je souhaite également remercier l'incontournable spécialiste des décharges lumineuses de notre laboratoire, Monsieur A. Hennad, Professeur au Département d'Electrotechnique, pour son aide tout au long de ce travail. Il a su me faire profiter, par son sens d'analyse et avec beaucoup d'enthousiasme et de professionnalisme, de ses remarques objectives et précises Il a apporté précisions, réflexions et autres avancées importantes. Je le remercie et je lui manifeste ici ma profonde gratitude.

Je remercie Monsieur P. Cambronne Professeur des Universités et Directeur de Recherche au laboratoire Laplace de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, qui a contribué à mon bon séjour dans le Laboratoire et m'a permis de mener à bien mes stages. Je remercie également Monsieur S. Panschesney chercheur au C.N.R.S au laboratoire Laplace quia été un interlocuteur privilégié. Il m'a fait part de ses critiques constructives et intéressantes. Il a su me faire profiter, par son grand sens d'analyse et avec modestie, de son expérience dans le domaine des Plasmas.

Evidemment, cette thèse n'aurait vu le jour sans le soutien moral indéfectible et permanent de ma famille et plus précisément celui de ma mère, qui par son amour et ses encouragements constants, m'a aidé à aller de l'avant. Je leur suis infiniment reconnaissante.

J'adresse également mes remerciements aux enseignants de mon institut (Institut de Maintenance et de Sécurité industrielle) de l'Université d'Oran, pour leur aide à palier entre mon travail de thèse et mes enseignements à l'Institut et leur soutien amical. Je citerai dans le désordre Messieurs A. Benayad, M. Tahraoui, A. Meghdir, A. Hamida, D. Nekrouf, A. Lalaoui et M. Talhi.

La présence au quotidien de ma famille, de mes amis et des étudiants que j'ai encadrés m'a permis de me remettre en cause en permanence et finalement de partager plus que de simples savoirs.

Dédicaces

C'est dans des moments de joie mélangés à une certaine mélancolie que l'on nourrit une tendre pensée à ceux qui ont compté dans notre vie.

A ma mère

A mon défunt père

A mes défunts beaux frères

A mes sœurs et frères (Fatima, Baya, Houria, Tewfik, et Hamid)

A mes neveux et nièces et à mon beau frère Noureddine

A tous mes amis

A ceux qui me sont chers

DJILLALIA GUENDOZ

**NUMERICAL MODELING OF GLOW DISCHARGE
MAINTAINED BY CONSTANT IONIZATION
SOURCE TERM.**

ABSTRACT

Our work consists to determine the electric properties, for the stationary state, of glow discharge maintained by a constant source term of electron-ion pairs production in continuous mode. The numerical models presented in this work are second order fluid models, they are based on the first three moment's resolution of Boltzmann equations coupled self-consistently with the Poisson's equation. The transport equations are continuity, drift-derive and energy equation, The transport equations are discretized using the finite difference method based on the exponential flux scheme and Poisson's equation using the centered finite difference method. The equation system obtained is solved with the iterative relaxation method combined with Thomas algorithm used for tridiagonal matrices resolution. Considering the complexity of our numeric codes 1D and 2D, a validation is made by using a comparative study of the resultant electric proprieties of our 1D codes with those reported in the literature for glow discharge maintained by electrons secondary emission at the cathode or those of first order fluid model results. A study of model order effect on the behavior of the discharge, and parametric study of the tension applied and the gas pressure effect on electronic energy is carried out in this thesis.

KEYWORDS

Glow discharge.
Boltzmann equation.
Poisson equation.
Charged particle density
Constant source term.
Second order fluid model
Normal mode.
Algorithme of Thomas
Finite difference method
FFT (Fast Fourier Transform).

DJILLALIA GUENDOZ:

**MODELISATION NUMERIQUE D'UNE DECHARGE
LUMINESCENTE ENTRETENUE PAR UN TERME
D'IONISATION CONSTANT**

RESUME

Notre travail consiste à déterminer les propriétés électriques à l'état stationnaire d'une décharge lumineuse entretenue par un terme source constant de production de paires électron-ion en régime continu. Les modèles numériques présentés dans ce travail sont les modèles fluides d'ordre deux, ils sont basés sur la résolution des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann couplés de façon auto-cohérente à l'équation de Poisson. Les équations de transport, qui sont l'équation de continuité, l'équation de dérive diffusion et l'équation de l'énergie électronique, sont discrétisées par la méthode des différences finies à flux exponentiel, l'équation de Poisson est discrétisée par la méthode des différences finies centrées. La résolution du système d'équations ainsi obtenues est effectuée par la technique de sur-relaxation combinée à l'algorithme de Thomas pour la résolution des matrices tri diagonales. Vu la complexité de nos codes numériques 1D et 2D, une validation est effectuée en comparant les propriétés électriques issues de nos codes 1D avec celles issues de la littérature pour des décharges lumineuses entretenues par émission secondaire à la cathode où celles du modèle fluide d'ordre un. Une étude de l'influence de l'ordre du modèle sur le comportement de la décharge électrique est proposée, ainsi qu'une étude paramétrique de l'effet de la tension appliquée et la pression du gaz sur l'énergie électronique est réalisée dans ce travail.

MOTS CLES

Décharge lumineuse.
Equation de Boltzmann.
Equation de Poisson.
Densité des particules chargées.
Terme source constant.
Modèle fluide d'ordre deux.
Régime normal.
Algorithme de Thomas
Différences finies
FFT (Fast Fourier Transform).

Table des Matières

INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 : APERÇU SUR LES DECHARGES ELECTRIQUES ET LEURS APPLICATIONS	5
1-1. INTRODUCTION.....	6
1-2. LES DIFFERENTS TYPES DE PLASMAS.....	6
1.2.1 Plasmas chauds.....	
1.2.2 Plasmas froids.....	
1-3. LES TECHNIQUES DE GENERATION D'UN PLASMA.....	7
1-4 DOMAINES D'APPLICATIONS DES PLASMAS	7
1-5. APPLICATIONS INDUSTRIELLES DES PLASMAS FROIDS.....	
1.5.1 Aperçu général des applications des plasmas froids.....	8
1-5-2. Applications en traitement de surface.....	8
1.5.2.1. Procédés PVD assistés par plasma.....	
1.5.2.2. Procédés PACVD.....	
1.5.3 La stérilisation médicale.....	8
1.5.4 Panneaux à plasma.....	
1.5.5. Traitement des polluants gazeux.....	
1-6. APPLICATIONS INDUSTRIELLES DES PLASMAS CHAUDS.....	8
1.6.1 Traitement des déchets.....	8
1.6.2 Traitement des gaz nuisibles.....	9
1-7. CARACTERISTIQUES DES DECHARGES ELECTRIQUES.....	12
1.7.1 Création d'une décharge électrique.....	17
1.7.2 Caractéristique tension courant.....	17
1.7.4 Phénomènes physico-chimiques dans une décharge luminescente.....	
1.7.3 Structure de la décharge luminescente.....	
1.8 CONCLUSION.....	18
1.9 REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	

CHAPITRE 2 : LES DIFFERENTS MODELES PHYSIQUES D'UNE DECHARGE LUMINESCENTE	19
2.1. INTRODUCTION.....	20
2.2 EVOLUTION DES MODELES AUTOCHERENTS D'UN PLASMA FROID HORS EQUILIBRE.....	21
2.3 REPRESENTATION MATHEMATIQUE DU MODELE ELECTRIQUE AUTOCHERENT.....	
2.4 MODELE FLUIDE.....	
2.4.1 Méthodes de résolution des équations de transport.....	22
2.4.2 Les moments de l'équation de Boltzmann.....	23
2.4.3 Influence de la forme de la fonction de distribution.....	23
2.4.4 Hypothèse d'équilibre du champ local.....	24
2.4.5 Hypothèse d'équilibre de l'énergie locale.....	
2.5 MODELE PARTICULAIRE.....	25
2.6 MODELES HYBRIDES.....	25
2.7 MODELE À DEUX GROUPES D'ELECTRONS.....	27
2.7 CONCLUSION.....	28
2.8 REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	29
CHAPITRE 3 : RESOLUTION DES EQUATIONS DE TRANSPORT DU MODELE FLUIDE D'ORDRE UN ET DEUX EN 1D ET 2D	54
3.1. INTRODUCTION.....	55
3.2 EVOLUTION DES METHODES DE RESOLUTION DES EQUATIONS DE TRANSPORT.	57
3.3 DESCRIPTION GENERALE DU MODELE FLUIDE.....	
3.3.1 Méthode de résolution du modèle fluide d'ordre deux.....	57
3.3.2 Simplification des équations des moments.....	58
3.4 EQUATIONS DU MODELE FLUIDE.....	60
3.4.1 Equations de transport pour le modèle 1D.....	62
3.4.1.1 Equations du modèle fluide d'ordre un.....	64
3.4.1.2 Equations du modèle fluide d'ordre deux.....	
3.4.2 Equations de transport pour le modèle 2D.....	67
3.5 DISCRETISATION DES EQUATIONS DU MODELE EN 1D.....	70

3.5.1 Maillage du domaine d'étude.....	71
3.5.2 Discrétisation des équations de transport.....	72
3.5.3 Discrétisation de l'équation de Poisson.....	
3.5.4 Résolution des équations discrétisées.....	
3.6 DISCRETISATION DES EQUATIONS DU MODELE EN 2D.....	73
3.6.1 Discrétisation des équations de transport.....	81
3.6.2 Discrétisation de l'équation de Poisson.....	82
3.6.3 Résolution des équations de transport en 2D.....	
3.6.4 Résolution de l'équation de Poisson.....	
3.7 ORGANIGRAMME SYNOPTIQUE DU MODELE FLUIDE D'ORDRE DEUX.....	82
3.7.1 Organigramme synoptique du modèle fluide d'ordre deux en 1D.....	
3.7.2 Organigramme synoptique du modèle fluide d'ordre deux en 2D.....	
3.8 CONCLUSION.....	
3.9 REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	
 CHAPITRE 4 : CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES EN 1D DES DECHARGES LUMINESCENTES	 84
4.1 INTRODUCTION.....	85
4.2 DECHARGE LUMINESCENT ENTRETENUE PAR EMISSION SECONDAIRE A LA CATHODE.....	87
4.2.1 Equations de transport du modèle fluide deux en 1D.....	89
4.2.2 Conditions de simulation.....	
4.2.3 Comportement électrique de la décharge luminescente en 1D.....	
4.3 DECHARGE LUMINESCENT ENTRETENUE UN TERME SOURCE CONSTANT.....	90
4.3.1 Equations de transport du modèle fluide un en 1D.....	95
4.3.2 Conditions de simulation.....	
4.3.3 Comportement électrique de la décharge luminescente en 1D.....	
4.4 CONCLUSION.....	102
4.5 REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	

**CHAPITRE 5 : MODELE FLUIDE D'ORDRE DEUX D'UNE DECHARGE
LUMINESCENTE ENTRETENUE PAR UN TERME SOURCE
CONSTANT**

5.1 INTRODUCTION.....	135
5.2 EQUATIONS DE TRANSPORT DU MODELE FLUIDE D'ORDRE DEUX.....	
5.2.1 Présentation du problème.....	135
5.2.2 Equation de transport du modèle en 1D.....	137
5.2.3 Equation de transport du modèle en 2D.....	
5.3 CONDITIONS DE SIMULATION POUR L'ARGON.....	142
5.3.1 Données de base.....	
5.3.2 Conditions initiales et aux limites.....	
5.4 COMPORTEMENT ELECTRIQUE D'UNE DECHARGE LUMINESCENTE EN 1D.....	
5.4.1 Caractéristiques électriques de la décharge luminescente dans l'argon.....	
5.4.2 Caractéristiques électriques de la décharge luminescente dans l'argon avec un coefficient de diffusion électronique constant.....	
5.4.3 Influence de l'ordre du modèle.....	
5.4.4 Test de validité dans l'argon.....	
5.4.5 Caractéristiques électriques de la décharge luminescente avec un coefficient de recombinaison dépendant de l'énergie électronique.....	
5.5 COMPORTEMENT ELECTRIQUE D'UNE DECHARGE LUMINESCENTE EN 2D.....	
5.5.1 Conditions de simulation en 2D.....	
5.5.2 Distribution spatiale du potentiel et du champ électrique.....	
5.5.3 Distribution spatiale des densités électronique et ionique.....	
5.5.4 Distribution spatiale de l'énergie électronique et du terme source net.....	
5.5.5 Test de validité du modèle fluide en 2D.....	
5.6 ETUDE PARAMETRIQUE DE LA DISTRIBUTION DE L'ENERGIE ELECTRONIQUE...	
5.6.1 Effet de la tension appliquée.....	
5.6.2 Effet de la pression du gaz.....	
5.7 CONCLUSION.....	
5.8 REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	
CONCLUSION.....	

Introduction Générale

C'est dans des moments de joie mélangés à une certaine mélancolie que l'on nourrit une tendre pensée à ceux qui ont compté dans notre vie.

Ce travail de recherche effectué au département d'électrotechnique de la faculté des sciences de l'université des sciences et de la technologie d'Oran (U.S.T.O.), concerne la modélisation et la simulation des plasmas froids non thermiques. On s'intéressera au transport des particules chargées créant des plasmas non thermiques où la température des électrons est beaucoup plus importante que celles des particules lourdes.

Ce travail est consacré à la mise au point d'un schéma numérique des différences finies, et à son application à la résolution des équations de conservation des particules chargées, couplées à l'équation de Poisson, dans le cas des décharges hors équilibres dominées par de forts gradients de densités et de charges d'espace. C'est un schéma numérique qui permet, la modélisation hydrodynamique des plasmas hors équilibre aussi bien de type classique (décharges luminescentes) que de type filamentaire (décharge couronnes ou décharges partielles) dans les milieux gazeux soumis à des pressions basses ou élevées.

Ce travail est également consacré à l'analyse critique du délicat problème des termes sources nécessaires à ce type de modèle hydrodynamique et de leurs conséquences sur les caractéristiques de la décharge (densités électroniques et ioniques, densités de courant, champ de charges d'espace, etc.). L'objectif est de contribuer à l'amélioration des modèles utilisés pour l'étude de ces plasmas car les électrons jouent un rôle tout à fait déterminant au niveau de la formation de ces plasmas.

Notre étude s'insère dans le domaine de la physique des plasmas froids non thermiques. Ce type de milieu gazeux est composé d'un océan d'espèces neutres moléculaires et atomiques dans lequel se trouvent des particules chargées (électrons, ions positifs et négatifs) minoritaires très mobiles. Il peut être formé soit par le bombardement d'un milieu gazeux par des faisceaux d'électrons ou d'ions énergétiques, soit par des décharges électriques à faible courant (décharge de Townsend, décharge de couronne, décharge

luminescente, etc.), établies dans un milieu gazeux sous des pressions variant du Torr à l'Atmosphère. Généralement, ces plasmas se caractérisent par :

- Un faible degré d'ionisation ($(n_e / N) < 10^{-4}$ avec n_e densité électronique et N densité du gaz neutre).
- Une température des particules chargées et en particulier celle des électrons (de quelques fractions d'eV à quelques dizaines d'eV) beaucoup plus grande que la température des espèces neutres qui restent pratiquement à la température ambiante.

Ces propriétés sont exploitées dans diverses applications de la technologie des plasmas.

En raison de la puissance actuelle des moyens de calculs et du développement de méthodes numériques de plus en plus performantes, la modélisation et la simulation numérique, compléments indispensables à l'analyse expérimentale, tiennent une part importante dans l'étude des plasmas. Elles permettent d'approcher le problème posé par une étude paramétrique qui donne la possibilité de faire varier des données pour comprendre les phénomènes dans des conditions nouvelles, et de trouver des conditions optimales de fonctionnement du procédé plasma.

On distingue généralement deux approches pour l'étude théorique des plasmas : une microscopique ou particulaire et une macroscopique ou hydrodynamique qui sont toutes les deux étroitement liées. Au niveau microscopique, les phénomènes sont analysés à l'échelle du libre parcours ou du temps de vol libre des différentes particules. Le formalisme microscopique permet le calcul des fonctions de distribution par résolution de l'équation de Boltzmann relative à chaque espèce ou par simulation statistique de Monte Carlo à partir de la connaissance des sections efficaces de collision des particules. Ceci permet le calcul des paramètres de transport et des taux de production et de disparition des électrons et des espèces excitées ou ionisées.

Le formalisme macroscopique permet notamment le calcul de la densité, de la quantité de mouvement, de l'énergie etc., des électrons et des espèces excitées ou ionisées présents dans le plasma. Ces calculs sont faits par résolution des équations de conservation classiques qui sont en fait les moments de l'équation de Boltzmann. Cette seconde approche nécessite la connaissance des coefficients de transport et de réaction, c'est-à-dire des taux de production ou de disparition des espèces présentes dans le plasma.

A l'heure actuelle, on sait que pour entreprendre la modélisation des décharges en particulier hors équilibre, la difficulté ne se situe pas vraiment au niveau des méthodes de résolution des équations hydrodynamiques ou des équations de conservation des particules (modèles macroscopiques), ni au niveau de la résolution directe ou par des méthodes Monte Carlo de l'équation de Boltzmann des différentes particules (modèles particuliers). En effet, la communauté scientifique est actuellement capable de développer des modèles macroscopiques et microscopiques (dans un moindre degré) en géométrie multidimensionnelle, en régime évolutif, etc.

Mais, le principal obstacle se situe au niveau de la connaissance (préalable à tout modèle) des données de base qui sont les sections efficaces de collision pour les modèles microscopiques et les paramètres de transport pour les modèles hydrodynamiques.

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés plus particulièrement à la modélisation des décharges luminescentes des plasmas froids non thermiques, par l'approche macroscopique, en nous focalisant sur les méthodes de calcul numériques utilisées pour résoudre les équations de transport hydrodynamiques des particules chargées dans les décharges hors équilibre. En effet, l'idéal serait d'avoir une méthode adaptable à tout type de décharges quelque soient les conditions de pression, de tension d'alimentation, de régime, etc.. Les inconvénients majeurs des schémas numériques développés dans la littérature sont liés soit aux temps de calcul qui peuvent être assez pénalisant limitant ainsi l'étude paramétrique de la décharge qui constitue le principal atout de la modélisation, soit à l'existence de diffusion numérique trop importante ce qui entraîne des résultats irréalistes et erronés.

Dans ce travail, notre objectif est donc de mettre au point une méthode numérique performante pour résoudre les équations macroscopiques de conservation des particules chargées au sein d'un gaz soumis à un champ électrique et d'effectuer dans le temps une analyse critique des données de base (constants ou variables) nécessaires à ce type de modèles, ce qui permet de reproduire les comportements physique et électrique de la décharge luminescente dans une configuration cartésienne bidimensionnelle. Nous avons utilisé le schéma numérique des différences finies capable de prendre en compte les situations de forts gradients de densités et de champs de charges d'espace habituellement rencontrés dans les plasmas générés par les décharges hors équilibre. Ce schéma numérique sera ensuite appliqué à deux types de décharges luminescentes connus pour leurs nombreuses applications dans le génie des procédés plasmas : les décharges luminescentes entretenues par émission secondaire d'électrons à la cathode et les décharges luminescentes entretenues par une source constante de production de paires de charges électrons ions.

Le manuscrit de cette thèse se divise en cinq chapitres :

Le premier chapitre de ce mémoire, tend à montrer la place prépondérante des plasmas dans le développement technologique de certains domaines. Les procédés plasmas sont des technologies propres avec des enjeux stratégiques majeurs industriels et économiques. Les plasmas sont caractérisés par un faible degré d'ionisation et une température des particules chargées et en particulier celle des électrons beaucoup plus grande que la température des espèces neutres qui reste pratiquement à la température ambiante. Cette seconde propriété entraîne la production par impact électronique d'espèces excitées, ionisées et dissociées. Ce sont les propriétés de ces espèces qui sont exploités dans les diverses applications de la technologie plasma : lampes à décharges, lasers à gaz, pulvérisation et gravure par plasma, nitruration ionique, traitement de surface etc.. Dans le domaine de la préservation de l'écosystème, la réalisation de dépollueurs à plasma permet de réduire différentes formes

de rejets industriels comme par exemple les gaz à effet de serre, les métaux lourds et les polluants chimiques. Aussi en introduction à ce travail, ce chapitre va permettre aux lecteurs de se familiariser avec les plasmas thermiques et les plasmas froids non thermiques et leurs différentes applications industrielles.

Dans le second chapitre de ce mémoire nous présentons les modèles physiques qui décrivent les décharges électriques hors équilibre. Il s'agit de modèles fluides (ou macroscopiques), particuliers (ou microscopiques) et hybrides. Nous discuterons des avantages et des inconvénients des différentes approches. Nous introduirons les équations de transport des particules chargées (électrons, ions positifs et négatifs). Ces équations de conservation de la densité, de la quantité de mouvement et de conservation d'énergie, obtenues à partir des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann, sont couplées à l'équation de Poisson. En supposant connus les coefficients de transport et de réaction (vitesse de dérive, coefficient de diffusion, fréquence d'ionisation, d'attachement, etc.), la fermeture du système d'équations ainsi obtenu est réalisée en émettant des hypothèses de l'équilibre local selon l'ordre du modèle à étudier.

Le troisième chapitre de ce travail, sera consacré à la description du code numérique pour la résolution des équations de transport du modèle fluide d'ordre un et d'ordre deux de la décharge luminescente. Les grandes lignes, aussi bien du modèle monodimensionnel que bidimensionnel seront données. Nous présenterons ensuite en détail les structures de ces deux modèles, leur système d'équations, les simplifications et les hypothèses établies pour la fermeture du système d'équations associées ainsi que le schéma numérique des différences finies développé pour la résolution des équations hydrodynamiques.

Le quatrième chapitre est consacré à l'utilisation de ces outils numériques de résolution des équations de transport en géométrie cartésienne monodimensionnelle, aux décharges luminescentes basse pression entretenues par une émission secondaire d'électrons à la cathode pour le modèle fluide d'ordre deux, et par un terme source constant de production de particules chargées dans le cas du modèle fluide d'ordre un. Pour tester la méthode numérique de résolution des équations macroscopiques et valider notre modèle fluide 1D, nous allons effectuer une analyse comparative des résultats de la simulation monodimensionnelle de la décharge luminescente basse pression avec ceux déjà présentés dans la littérature.

Le cinquième chapitre de cette thèse est consacré à l'application du modèle numérique pour la résolution mono et bidimensionnelle des équations de transport du modèle fluide d'ordre deux à une décharge luminescente entretenue par un terme source constant, en utilisant l'approximation de l'énergie locale. Une étude de l'influence des coefficients de transport des électrons maintenus variables ou constants, ainsi que l'influence de l'ordre du modèle sur les caractéristiques électriques de la décharge sera effectuée. Nous terminons ce chapitre par une étude paramétrique de l'effet de la pression du gaz et de la tension appliquée sur l'énergie des électrons.

Les plus intelligents et les plus forts ont souvent moins de droits et plus de devoirs que ceux qui le sont le sont moins. Ils ne seront pas magnanimes pour cela, mais seulement justes.

Aperçu sur les décharges électriques et leurs applications

1.1 INTRODUCTION

Ces dernières années, la communauté scientifique s'intéresse 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.

Parmi les problèmes d'actualité, la pollution et la préservation de l'environnement, les dépollueurs au plasma pourraient permettre de combattre plusieurs formes de rejets industriels comme les gaz à effet de serre, les métaux lourds et polluants chimiques de toutes sortes, traitement des sols contaminés, procédé de vitrification, décharges pour la synthèse de nouveaux produits ou pour les traitements de surface, etc.

En introduction à ce travail, ce chapitre va permettre aux lecteurs de se familiariser avec les plasmas thermiques et les plasmas froids non thermiques et leurs différentes applications industrielles.

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à la description des décharges lumineuses et leurs principales caractéristiques électriques et lumineuses.

1.2 LES DIFFERENTS TYPES DE PLASMAS

Lorsqu'on élève la température de la matière depuis le "zéro absolu", elle passe successivement, 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 la 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" après les états solides et gazeux. Le terme plasma a été introduit par Langmuir pour désigner le gaz ionisé produit dans une décharge électrique. La différence de température entre les électrons et les ions du plasma va définir la différence entre les plasmas chauds (plasmas thermiques) et les plasmas froids (plasmas non thermiques). Cette température va aussi définir le degré d'ionisation et les propriétés de cet ensemble de particules électriquement neutre.

1.2.1 Plasmas chauds

Les plasmas thermiques sont caractérisés par un fort taux d'ionisation, proche de un. Toutes les espèces de particules (électrons, ions, atomes et molécules) ont des températures voisines pouvant atteindre quelques milliers de degrés. Ils sont proches de l'équilibre thermodynamique. Les spécificités de ce type de milieu sont alors utilisées dans de nombreuses applications telles ; la synthèse réactive, les analyses chimiques (spectroscopie d'émission atomique par plasma à couplage inductif), l'éclairage, pour la découpe, la soudure etc.

1.2.1 Plasmas froids

Les plasmas froids sont en général, des gaz faiblement ionisés avec des taux d'ionisation compris entre 10^{-7} et 10^{-4} . Ils ont la particularité de présenter une population d'électrons d'énergie moyenne élevée (1 à 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 : ce sont des sources de photons (visible, UV, IR) d'espèces chargées (ions et électrons), d'espèces actives chimiquement (atomes et molécules métastables, radicaux). Leur particularité est d'utiliser, l'énergie des électrons, de sorte que ces espèces "actives" soient produites à basse température.

Les plasmas froids ont été initialement développés et étudiés par des physiciens compétents en électromagnétisme et génie électrique. La recherche sur les plasmas froids s'est tout d'abord développée autour de l'étude du couplage de l'énergie électrique 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 continu aux fréquences micro-ondes). Les différents moyens de diagnostic existants, couplés au développement de modèles auto cohérents, permettent de caractériser ces milieux en vue d'une optimisation de leur utilisation. Ceci signifie, que la communauté scientifique dispose actuellement d'un acquis technologique réel en matière de conception et optimisation de réacteurs plasmas.

1.3 LES TECHNIQUES DE GENERATION D'UN PLASMA

Depuis la nuit des temps, des plasmas ont été générés dans la nature sans comprendre leurs origines ou composition, tels que le vent solaire, les aurores boréales, les flammes Ce n'est qu'à la suite d'expériences qu'il a été démontré que les nuages sont électriquement chargés pendant l'orage et que la foudre est un transfert de charges important et que les flammes peuvent être influencées par des objet chargés, démontrant ainsi la nature électrique de ces phénomènes. De ce fait, les plasmas peuvent être considérés comme de bons conducteurs d'électricité.

Dans leurs états naturels, les gaz sont des isolants électriques, car ils ne contiennent quasiment pas d'espèces chargées (ions ou électrons). Par exemple dans l'air et dans des conditions normales de température et de pression, il y'a 10 à 20 électrons $m^{-3}s^{-1}$ qui sont créés par photo ionisation c'est-à-dire l'interaction entre le rayonnement cosmique et les molécules de l'air. Ce chiffre est très faible devant $10^{25} m^{-3}$ molécules neutres (N_2 et O_2). Pour créer un plasma, c'est-à-dire des espèces chargées et excitées en nombre suffisant dans un gaz, il faut amorcer 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 continue, radiofréquence, micro-onde, à confinement magnétique etc. C'est cette variété des méthodes de génération du plasma et de dépôt de l'énergie électronique dans le milieu qui confère aux plasmas hors équilibre une grande richesse à la fois au niveau de la physique et des applications.

Voici deux méthodes d'amorçage de décharges électriques, qui permettent de générer un plasma :

- Soit par un système avec des électrodes sous un champ électrique important (figure 1.1) : Il s'agit des décharges en courant continu (décharges luminescentes et décharges couronnes).
- Soit par un système sans électrodes sous un champ électromagnétique variable de type basses fréquences, radiofréquences (à couplage capacitif ou inductif) ou micro-ondes (figure 1.2).

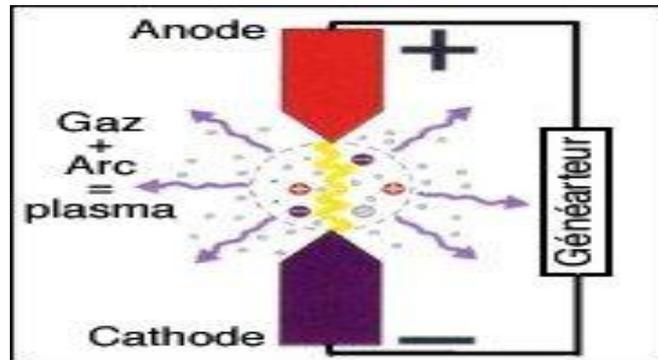


Figure 1.1 Création du plasma par courant continu

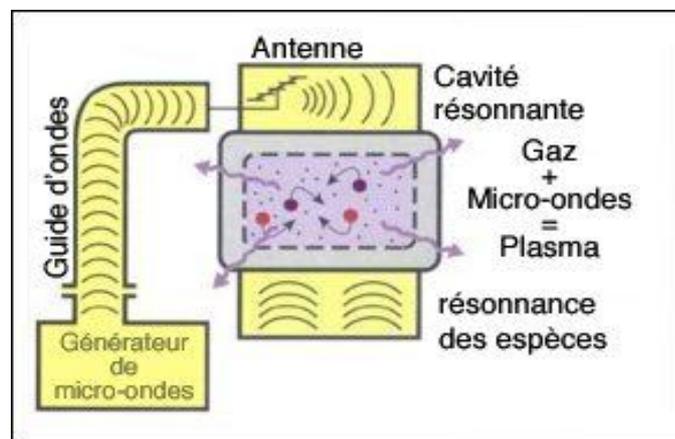


Figure 1.2 Création du plasma par micro-ondes

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

1.4 DOMAINES D'APPLICATIONS DES PLASMAS

Sur le plan scientifique et technologique, l'intérêt pour les propriétés des plasmas ne date pas d'hier. 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 des particules qui le composent, tout en maintenant les températures à des niveaux contrôlables, a ouvert des champs d'application considérables. Lorsqu'un matériau est déposé dans un plasma d'un gaz donné, on peut en effet développer des processus remarquables de traitement de surface, quasiment impossibles à obtenir par les voies solides ou liquides classiques. A une 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. Les technologies sous plasma se basent en outre sur des procédés physiques bien plus avantageux (notamment sur le plan environnemental) que les procédés chimiques liquides traditionnellement employés par l'industrie textile. Ces derniers entraînent à la fois une consommation et une pollution importantes des ressources en eau. Les coûts de retraitement des effluents ainsi que l'énergie utilisée pour le séchage des fibres traitées sont élevés. Autant de nuisances qui rendent intéressants les traitements "à sec" réalisés sous plasma, dont la réactivité beaucoup plus rapide de l'ordre de quelques minutes (voir quelques secondes) est également avantageuse sur le plan énergétique.

Les plasmas ont été depuis longtemps utilisés en tant que sources de photons (lampes d'éclairage, lasers) ou commutateurs haute et basse tension. Dans les années soixante, les applications industrielles des propriétés des plasmas à basse pression et à faible température ont connu un important développement dans le domaine de la gravure microélectronique (gravure et dépôt de couches minces, oxydation,). Elles se sont étendues, dès les années 80, à de nombreux autres traitements de surfaces, en particulier dans le domaine des matériaux métalliques et des polymères (nituration d'aciers, traitement de surface des matériaux métalliques et des polymères, synthèse et traitement de poudres, réalisation de nano tubes...). Les recherches en laboratoire menées dans les industries textiles ont également expérimenté les traitements sous plasma pour de multiples applications. Grâce à leurs qualités intrinsèques, les plasmas se diffusent dans plusieurs secteurs :

- **Mécanique** : Couches dures, couches anti-usure, couches anti-frottement.
- **Métallurgique** : Films protecteurs, anticorrosion, métallisation sur isolant, passivation, oxydation, nituration.
- **Décoration** : Préparation de la surface en vue de son traitement.
- **Optique** : Dépôt antireflet, couches protectrices, couches à conduction électrique contrôlée
- **Textile** : Ennoblement de tissu, nettoyage, fonctionnalisation de surface, greffage.
- **Microélectronique** : Fabrication de circuits intégrés (succession d'étapes gravure/dépôt/dopage/encapsulation), Elaboration de motifs de très faible dimensionnalité, de facteur de forme élevé.
- **Micro technologie** : Elaboration de micro dispositifs et microsystèmes: micro capteurs, micro actionneurs, micro pompes, grâce aux techniques utilisées en microélectronique.
- **Sources lumineuses** : Analyse quantitative, Ecran plat à plasma (micro décharge de cellules de panneaux à plasma).
- **Détoxication** : Dépollution des gaz.

- **Stérilisation** : Stérilisation à température ambiante d'instruments.

Ainsi les plasmas ont de nombreuses applications, selon leurs aspects électrique, énergétique ou chimique:

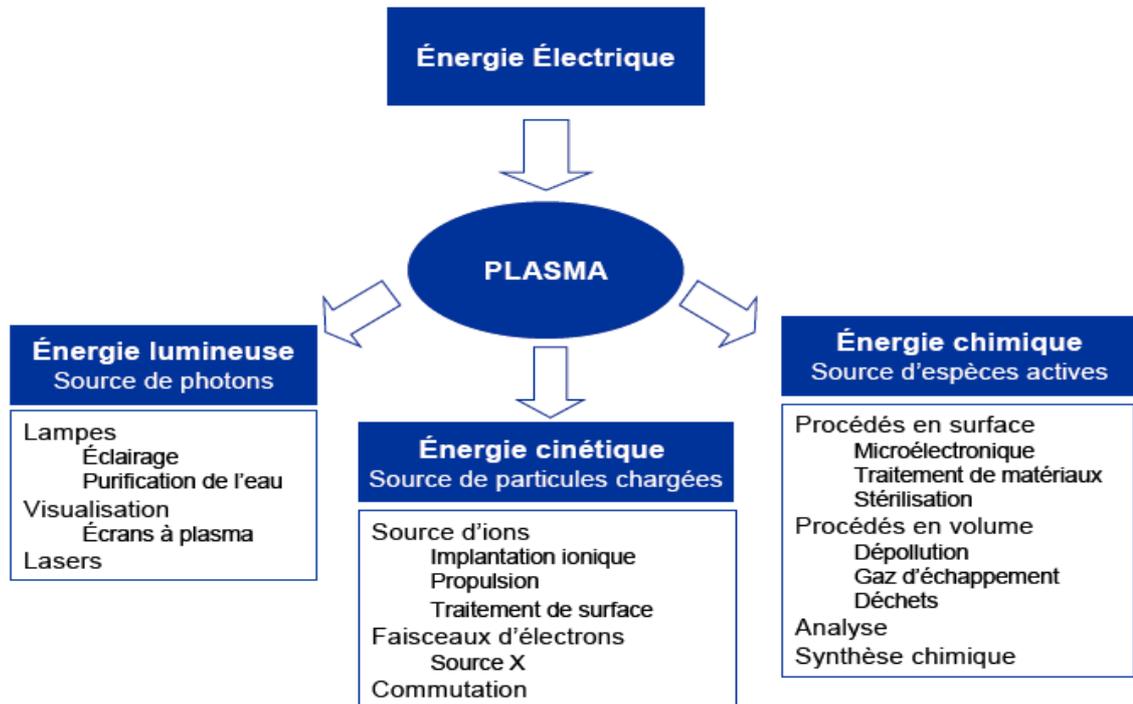


Figure 1.3 Domaines d'application des plasmas

1.5 APPLICATIONS INDUSTRIELLES DES PLASMAS FROIDS

1.5.1 Aperçu général des applications des plasmas froids

Depuis les années 80, les plasmas froids sont 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.... Les procédés plasmas sont également promis à jouer un rôle dans le domaine médical, que ce soit pour le dépôt de couches biocompatibles (pour les prothèses notamment), ou pour la stérilisation du matériel médical (endoscopes...). Ils apparaissent également comme des candidats prometteurs pour la dépollution d'effluents gazeux (traitement des fumées d'usine, gaz d'échappements des automobiles). Un autre axe d'étude concerne les propulseurs ioniques à plasma embarqués, utilisés notamment pour le changement d'orbite de satellites [Bo-1], [Mh-1], et les moteurs à effet Hall [Mo-1], [Ki-1], [Bo-2].

Les plasmas sont omniprésents dans l'univers. Leur comportement «froid» se retrouve à divers niveaux. La chimie des environnements planétaires, où les atmosphères neutres et ionisées coexistent, est complexe et mal connue, en outre, les mécanismes d'échange de charges modifient profondément la structure thermique des hautes atmosphères. Dans le milieu interstellaire des grains et poussières sont à l'origine de la formation des planètes, dans les hautes atmosphères des planètes ils sont le siège de réactions chimiques et jouent un rôle important pour le bilan radiatif. Dans les magnétosphères ils sont des sources et des puits de plasma. Leur formation et leur croissance sont mal connues. Le dégazage des comètes, lorsqu'elles s'approchent du soleil, conduit à la formation des traînées cométaires. Aux altitudes sub-ionosphériques de fréquentes décharges de plusieurs dizaines de kilo Ampères ont été récemment mises en évidence au-dessus des zones orageuses. D'un point de vue technologique, les plasmas froids sont utilisés dans des réacteurs destinés à simuler les atmosphères planétaires (Saturne, Titan) et leur capacité à produire des grains. Dans les véhicules spatiaux le problème de l'interaction entre les gaz de combustion des moteurs et des véris avec les instruments et la structure des véhicules se pose avec acuité.

Du fait de cette implication des plasmas froids, tant dans les plasmas naturels que dans un nombre croissant d'applications industrielles variées, la communauté scientifique étudiant ces plasmas est devenue pluridisciplinaire et il apparaît vital pour le développement futur des plasmas froids qu'elle conserve et accroisse ses compétences en réacteurs et dispositifs plasmas, génie électrique, diagnostic et modélisation des plasmas froids tout en développant des procédés plasmas.

L'étude des mécanismes de création et du maintien des plasmas froids s'est bien évidemment 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 d'émission et d'absorption UV, visible, IR, diagnostics laser...), électriques (mesures de courant/tension, sonde de Langmuir, analyseur d'ions) et chimiques (spectrométrie de masse, chromatographie...). Ces diagnostics, anciens pour certains (les sondes 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 différents diagnostics.

1.5.2 Applications en traitement de surface

L'application des plasmas froids dans le traitement de surface est le secteur où ils sont le plus utilisés. Par exemple, après une opération d'usinage, on doit nettoyer une pièce couverte d'huile et de particules. 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. 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.

Autre exemple de technique remarquable: la polymérisation plasmagène. Dans ce procédé, des monomères à l'état gazeux, excités par un plasma, se déposent en couche fortement réticulée sur un support. Le premier secteur à les avoir adoptés couramment est la micro-électronique pour la fabrication des circuits intégrés et des circuits imprimés. En raison de leurs caractéristiques et de leurs qualités intrinsèques, ils se diffusent dans d'autres secteurs comme la métallurgie et la mécanique (durcissement superficiel et protection anti corrosion des pièces et outillages), la plasturgie (préparation de la surface à une enduction ultérieure, nettoyage et dégraissage, élaboration de fonctions sélectives sur membranes, modification du coefficient de frottement, création d'un effet barrière, notamment pour les emballages alimentaires,...), le textile (anti-mouillabilité, anti glisse), en optique, optoélectronique et microélectronique (dépôts organo-métalliques multicouches, gravure de motifs micro et nanométriques), ou encore la fabrication de biomatériaux (revêtement des prothèses, verres de contact, les valves cardiaques, les greffons vasculaires, les membranes pour la dialyse).

Plus généralement, les procédés à plasma froid en traitement de surface peuvent se classer en deux familles :

- 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).
- 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.

Dans le cas des dépôts (ou revêtements), le « matériau » d'apport est considéré comme ne réagissant pas (ou peu) avec le substrat.

1.5.2.1. 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.

Dans le premier cas, une cible solide (par 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 (condensation) sur un substrat (anode).

Dans le deuxième cas, les vitesses de dépôts peuvent être considérablement augmentées en utilisant des cathodes dites magnétron. Celles-ci sont équipées à leur envers d'aimants permanents. Les champs magnétiques créés font alors décrire aux électrons émis lors de la décharge électrique des trajectoires cycloïdes confinées au voisinage de la cible d'où une augmentation du nombre d'ions (par exemples Ar^+) créés, donc du nombre d'ions éjectés de la cible.

Dans le 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.

Si un gaz réactif (type O_2 , N_2 ...) est mélangé au gaz plasmagène (Ar), les techniques PVD citées peuvent être utilisées par exemple pour déposer des oxydes, nitrures, etc. A titre d'exemple, l'utilisation d'une cible (Cr) et d'un mélange gazeux ($\text{Ar}^+ \text{O}_2$) permet de déposer des oxydes types CrOx sur des aciers ou autres substrats.

1.5.2.2. Procédés PACVD

Le procédé de dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PACVD), procédé dit encore de « polymérisation plasma », permet de disposer 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 recombiner pour former de façon aléatoire des entités qui se déposent à la surface des substrats. Il faut bien sûr que le gaz utilisé contienne des atomes capables de former des chaînes, comme le carbone, le silicium ou le soufre, et sa composition initiale va être partiellement modifiée au cours du processus. La structure obtenue, très "désordonnée", et le degré de réticulation sont influencés par les paramètres de fonctionnement (pression, quantité de gaz, énergie électrique). Il est ainsi possible de créer des « couches en gradient », dans lesquelles le degré de réticulation varie en fonction de l'épaisseur de la couche. Les revêtements obtenus présentent une très forte adhésion sur presque tous les substrats et sont stables chimiquement, thermiquement et mécaniquement. On utilise ce procédé pour déposer des revêtements anti-abrasion, anticorrosion, anti-salissures, anti-adhérents et à effet barrière.

1.5.3 La stérilisation médicale

La stérilisation est l'opération qui consiste à éliminer ou tuer tous les micro-organismes portés par des milieux inertes contaminés. Les procédures faisant appel au plasma pour la stérilisation peuvent neutraliser les bactéries et les biomolécules bien plus rapidement que les méthodes traditionnelles (chimique ou thermique).

Dans la stérilisation plasma deux types de procédés existent :

- Utilisation du plasma lui-même, c'est la zone dite « de décharge »
- 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 :

- Elle permet de travailler à des températures quasi- ambiantes. Au niveau de cette zone la température est inférieure à 50 °C.
- Elle utilise des gaz non toxiques comme l'azote et l'oxygène.
- Son principe d'action et en particulier la phase gravure, laisse supposer une efficacité sur les agents transmissibles non conventionnels (prions). Cette dernière remarque justifie à elle seule l'intérêt porté à la stérilisation portée par plasma froid.

1.5.4 Panneaux à plasma

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

1.5.5. Traitement des polluants gazeux

Les milieux scientifiques d'abord industriels, s'intéressent depuis une dizaine d'années 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 espèces engendrés au sein du plasma pour transformer les molécules polluantes en molécules inoffensives, la réaction se déroulant dans l'air à la pression ordinaire et sans pertes thermiques. Les résidus obtenus peuvent en outre être parfois valorisables. 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. Il semble assez difficile aujourd'hui d'établir une comparaison entre les deux procédés. Le plasma froid est certainement 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.

1.6 APPLICATIONS INDUSTRIELLES DES PLASMAS CHAUDS

1.6.1 Traitement des déchets

Les plasmas chauds où la température, des diverses particules le constituant, est très élevée (supérieure à $1.5 \cdot 10^3 \text{°K}$) trouvent leurs applications dans la préservation de l'environnement.

La production des déchets par habitants et par an est estimée à 2200 kg de déchets ménagers et 800 kg de déchets industriels dont un fort pourcentage est fortement toxique [1]. Le plasma thermique est un milieu gazeux fortement ionisé, conducteur d'électricité bien que globalement neutre, porté à des températures de $3 \cdot 10^3$ à $14 \cdot 10^3 \text{°K}$, pour des pressions de l'ordre de celles de l'atmosphère. Le plasma thermique est utilisé dans les techniques d'amélioration de l'environnement pour la vitrification des cendres d'incinération d'ordures ménagères, incinération de déchets toxiques d'hôpitaux, le traitement des effluents pluviaux et des eaux usées, etc.

La torche à plasma permet de produire des températures proches de celles du soleil ($4 \cdot 10^3 \text{°C}$) et de porter la matière en fusion. La création de plasma artificiel par torche à plasma se fait en insufflant de l'air sur un arc électrique à l'intérieur de la torche. Le flux thermique généré porte la température des déchets au-dessus du point de fusion d'une partie des constituants et au-dessus du point de gazéification des autres constituants. Ces diverses applications font de cet équipement un atout majeur pour le transfert de technologie vers les industriels.

Les cendres récoltées après incinération des déchets, sont introduites dans un four où elles sont soumises au flux thermique de la torche à plasma. Il rend inertes les cendres toxiques résultant de l'incinération. Le gaz combustible, qui contient certains polluants, doit être épuré et peut être ensuite utilisé comme combustible dans une turbine à gaz qui entraîne un premier turboalternateur [2].

En France, une étude expérimentale est développée sur le traitement des résidus d'épuration de fumée d'incinérateurs et d'ordure ménagère par arc électrique utilisant une torche à plasma ou une électrode graphite. La partie fondue des déchets est extraite à la base du réacteur et est généralement refroidie brutalement dans un bain d'eau. Le vitrificateur, qui est un solide obtenu par refroidissement d'un liquide surfondu, s'apparente à un verre grossier ou au basalte. Il pourra être stocké en décharge de classe III ou être utilisé comme matériau de remblai ou comme agrégat pour la fabrication de dalles de sol.

Ces techniques permettent de réduire d'un facteur 6 le volume de déchets et de confiner les éléments toxiques. Il reste encore à œuvrer pour optimiser la consommation énergétique, pour traiter les cendres secondaires et pour faire évoluer la législation en vue de valoriser le vitrificateur [St-1].

1.6.2 Traitement des gaz nuisibles

Les plasmas thermiques, comme les plasmas non thermiques, sont des milieux à haute densité d'énergie qui peuvent produire des radicaux par collisions électroniques. Ces radicaux sont obtenus à partir des molécules, constituant le gaz nuisible, injectées dans un plasma adapté. Les principaux polluants tels les dioxydes de soufres, les oxydes d'azote, émis par les véhicules et les installations de combustion (centrales thermiques, dispositifs à chauffage), le monoxyde de carbone, les poussières et les métaux toxiques.

Bien que les plasmas thermiques puissent conduire à la dissociation des diverses molécules polluantes, le traitement des effluents gazeux à consommation d'énergie réduite est plutôt réalisé avec les plasmas non thermiques.

1.7 CARACTERISTIQUES DES DECHARGES ELECTRIQUES

1.7.1 Création d'une décharge électrique

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 des orages. Ensuite l'invention de piles suffisamment puissantes a permis à V.V. Petrov [Pe-1] de produire le premier arc électrique en 1803 dans l'air. Humphrey Davy [Da-1] en fit ensuite l'étude. Mais ce fut Michael Faraday [Fa-1] qui, entre 1831 et 1835, découvrit et commença l'étude des décharges luminescentes en utilisant des tubes contenant des gaz à une pression de l'ordre de 100 Pa sous une tension de 1000 V. 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 et la mesure du rapport e/m . Vers 1900, un élève de Thomson, Townsend, réalisa la première modélisation d'une décharge, correspondant au cas de la décharge luminescente en champ uniforme. Langmuir travailla aussi sur les décharges et introduisit le concept de plasma.

Au cours du XX^e siècle on passa à l'exploration des décharges en fonction de la fréquence, tandis que la modélisation progressait en raison du développement d'applications de plus en plus nombreuses des décharges.

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 donc une 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 charge, 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 entraînant 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 (lasers à gaz, lampes à décharge basse pression, traitement des surfaces par plasmas, panneaux à plasma, traitement des gaz pollués par décharge ionisantes, nitruration ionique, etc.). De nos jours, les décharges électriques dans les gaz suscitent un regain d'intérêt qui tient à leurs applications potentielles ou déjà mises en œuvre au laboratoire ou dans l'industrie. Ces applications utilisent tout ou une partie des espèces présentes dans le plasma: électrons, ions, espèces neutres réactives qui sont les agents d'une physico-chimie de volume ou de surface peu coûteuse en énergie.

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).

L'étude de ces décharges hors équilibre [Fr-1], 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 électriques et optiques du plasma pour ensuite essayer de prédire (par le calcul basé sur un modèle de décharge) les conditions optimales de fonctionnement de la décharge en vue de telle ou telle application. Les progrès réalisés simultanément dans la modélisation numérique et dans les techniques de caractérisation expérimentale rendent plus aisé aujourd'hui le choix d'une décharge et la maîtrise de sa phénoménologie, en fonction du but de recherche.

Dans le présent travail, parmi les plasmas froids hors équilibre, nous allons traiter uniquement le cas des décharges luminescentes à basse pression.

1.7.2 Caractéristique tension courant

Considérons un tube en verre fermé de quelques cm de diamètre, muni à ses extrémités de deux électrodes à géométrie plan-parallèle et rempli d'un gaz sous pression relativement faible. Ce dispositif est alimenté par un circuit extérieur, comprenant une source de tension continue en série avec une résistance variable.

Pour que la décharge luminescente puisse s'amorcer ; il faut qu'il y ait au moins un électron 'germe' dans le réacteur qui va être accéléré par la différence de potentiel entre les deux électrodes. L'électron va entrer en collision avec les atomes du gaz et libérer d'autres électrons, qui seront à leur tour accélérés et libèrent d'autres électrons..., il se crée alors une réaction en chaîne qui va générer le plasma.

Le comportement électrique d'une décharge lumineuse est caractérisé par la courbe tension-courant de l'état stationnaire. La caractéristique typique, pour une configuration des électrodes planes et parallèles est montrée schématiquement sur la figure (1.4).

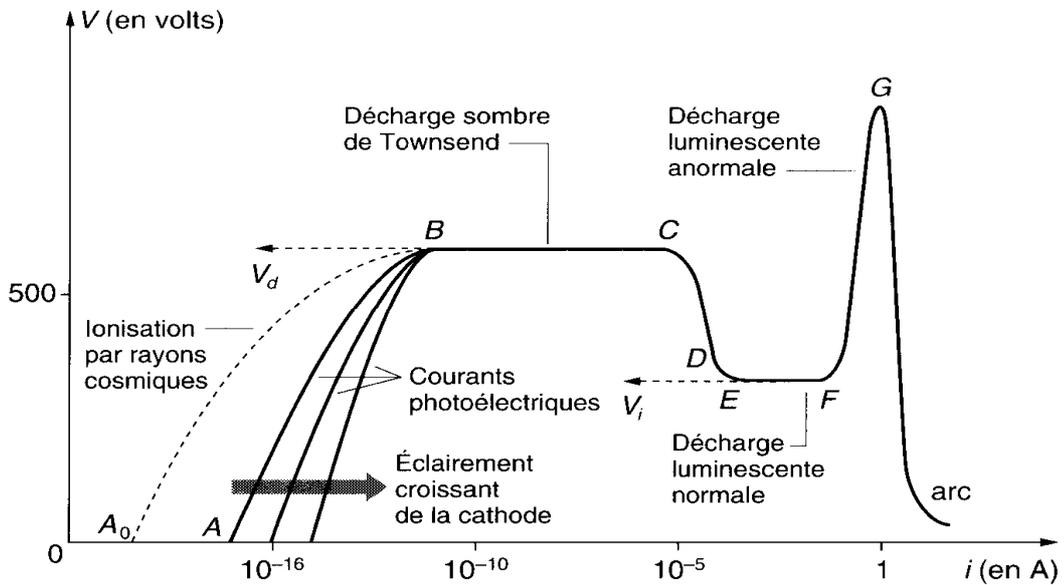


Figure 1.4 Caractéristique tension-courant d'une décharge à électrodes planes

- (AB): Décharge non autonome.
- (BC): Décharge de Townsend.
- (CD): Décharge lumineuse subnormale.
- (EF): Décharge lumineuse normale.
- (FG): Décharge lumineuse anormale.
- (G → arc): Transition à l'arc.

La courbe des variations de la tension en fonction du courant de décharge à l'état stationnaire ($V(i)$) a fait l'objet de plusieurs études et est représentative du comportement électrique d'une décharge gazeuse [Wa-1]. Cette figure peut être décomposée en plusieurs segments correspondant à différents régimes de décharge.

1.7.2.1. Zone de non autonomie (AB)

En réalité, cette zone (AB), située au tout début de la caractéristique $V(i)$ de la figure 1.4, est composée de trois régions différentes. Si l'on applique une tension continue et croissante V aux bornes des électrodes (entre lesquelles se trouve un gaz), on produit un déplacement de charges. Pour des faibles valeurs de la tension V , on peut considérer que le champ électrique appliqué est homogène et égal à $E = V/d$, 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 et déterminé par le nombre de particules chargées arrivant aux électrodes par seconde, croît d'abord avec la tension V . A partir d'une certaine valeur de cette tension V , pratiquement toutes les particules chargées (électrons et ions) et créées dans le gaz atteignent les électrodes. Ce courant est déterminé par le taux de création de charges dû aux sources extérieures. Si le processus extérieur d'émission d'électrons s'arrête, la décharge cesse : la décharge est ainsi "non autonome".

1.7.2-2. Décharge de Townsend (BC)

La seconde zone correspond à la décharge dite décharge de Townsend. Une fois la tension de claquage V_d 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. Cette tension assure la reproduction stationnaire des électrons éjectés de la cathode et poussés vers l'anode.

En effet, pour de plus grandes valeurs de V , l'ionisation (et l'excitation) par impacts électroniques 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 (effets β, γ, δ ou ϵ) rentrent en jeu et il y a création d'électrons par des particules qui apparaissent suite au processus primaire d'ionisation par impacts électroniques. Les processus secondaires affectent l'amplification 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 donc produit plus d'ionisation qu'un électron libéré dans le gaz. En tenant compte de l'émission secondaire, le courant permanent de la décharge s'écrit :

$$i = \frac{i_0 \exp(\alpha d)}{1 - \gamma \{ \exp(\alpha d) - 1 \}} \quad (1.1)$$

où i_0 est le courant cathodique dû à la source extérieure et γ le second coefficient de Townsend, qui 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.

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.

En outre, la valeur du champ électrique $E(x)$ (x étant le paramètre position par rapport aux électrodes, indépendant des densités de charge) fait que la courbe $V(i)$ de la décharge présente un palier constant : $V(i) = V_d = \text{constante}$.

Cette situation correspond au segment BC de la figure 1.4. Cette décharge est expérimentalement observée dans des tubes ordinaires et 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.

1.7.2-3. Décharge luminescente (CDEFG)

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 1.4) et la décharge sombre se transforme rapidement en une décharge luminescente caractérisée par l'apparition de plusieurs zones lumineuses diffuses.

La décharge luminescente, qui fait principalement l'objet de notre étude, occupe tout le domaine CDEFG de la caractéristique tension courant représentée sur la figure 14. On distingue trois régimes différents selon la pente de la caractéristique: la décharge luminescente subnormale (partie négative CD), la décharge luminescente normale (partie plate EF) et la décharge luminescente anormale (partie positive FG), dans lesquelles les processus d'excitation, d'ionisation et de recombinaisons de charges se déroulent différemment. Dans des tubes à décharge de grande longueur, à basse pression, ces régimes peuvent s'observer directement d'après la différence d'intensité de luminescence du gaz.

Au voisinage du point C de la caractéristique, la densité de courant devient suffisante pour que la charge d'espace commence à modifier le champ électrique. L'ionisation et/ou l'excitation du gaz dans le champ modifié est plus efficace et si intense que la décharge devient visible. La résistance du gaz diminue et une tension aux bornes de la décharge plus faible est suffisante pour que la décharge soit auto-entretenu. La pente de la caractéristique est donc négative dans le régime subnormal.

La tension ne change que légèrement tandis que le courant croît considérablement dans le régime normal. Seule une partie de la cathode est couverte par la décharge. Avec une augmentation du courant, la décharge s'étend radialement et couvre progressivement toute la surface cathodique. La propriété la plus remarquable du régime normal est que la densité du courant reste pratiquement constante sur l'axe de la décharge pendant son expansion radiale.

La chute cathodique normale ne dépend pas du courant, elle se détermine par le type de gaz et par le matériau constituant la cathode. On peut considérer de façon approchée que :

$$V_{kn} = \eta L n \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (1.2)$$

Où $\eta = \alpha/E$.

Lorsque la décharge couvre toute la cathode, l'augmentation du courant nécessite une tension aux bornes de la décharge plus grande pour intensifier les processus d'émission secondaire sur la cathode et la caractéristique tension-courant devient positive dans le régime anormal. L'augmentation de tension est liée également à l'augmentation des pertes, notamment dans la colonne positive. La décharge s'étend dans la direction axiale vers la

cathode en diminuant, ainsi l'épaisseur de la gaine et la zone lumineuse est de plus en plus proche de la surface cathodique. La décharge luminescente est entretenue uniquement par les électrons secondaires qui sont émis de la cathode bombardée par des particules lourdes (ions).

La chute cathodique anormale est liée à la chute cathodique normale par une relation empirique :

$$V_{Ka} = V_{Kn} + \frac{C(J_a - J_n)^{0.5}}{P} \quad (1.3)$$

Où C est une constante qui se détermine par le type de gaz et le matériau constituant la cathode. Lorsque le courant de décharge atteint une valeur déterminée dépendant du matériau et de la forme de la cathode ainsi que du type de gaz et de sa pression, la décharge luminescente anormale se transforme brusquement en une décharge d'arc autonome.

La décharge luminescente normale s'amorce en règle générale pour des pressions de 1 à 100 Pa et se caractérise par un courant assez faible (10^{-4} à 1 A) et par une tension relativement élevée sur le tube à décharge (centaines de volts). La décharge luminescente peut s'effectuer également à la pression atmosphérique normale, mais pour éviter un échauffement anormal de la cathode et le passage à la décharge en arc, on doit prévoir un refroidissement artificiel de la cathode du tube.

1.7.2.4 Arc électrique (G → arc)

Quand le courant atteint des ampères, la décharge luminescente anormale se transforme brusquement en une décharge d'arc autonome. Le segment FG décrit la transition et GH représente la décharge d'arc.

Lorsqu'on diminue la résistance placée en série avec le tube où se produit la décharge, le courant anodique augmente, alors que la distance de la chute cathodique diminue à tel point que le nombre et les énergies des ions qui bombardent la cathode, deviennent suffisants pour provoquer une élévation appréciable de sa température. A partir d'un certain point de la surface de la cathode, plus chaud que les autres, commence l'émission thermoélectronique qui donne naissance à de nouvelles avalanches électroniques et provoque, par conséquent, une intensification du faisceau d'ions qui bombardent la cathode. L'augmentation du courant de décharge entraîne une élévation de la chute de tension dans la résistance ballast et par là même une baisse de la tension sur le tube, de sorte que les conditions de formation des avalanches deviennent moins favorables et la décharge ne peut s'entretenir qu'à partir de la portion la plus chauffée de la cathode. Suivant sa section, la décharge sera limitée justement par cette région (tache cathodique) à très haute densité du courant pouvant atteindre 10^{11} A/m². A la différence de la décharge luminescente, l'éjection des électrons par la cathode est due maintenant à l'émission thermoélectronique et non aux processus γ . Le courant de décharge croît brusquement, et la décharge se transforme en une décharge d'arc.

1.7.3 Structure de la décharge lumineuse

Le but de cette section est de décrire les propriétés macroscopiques d'une décharge lumineuse à électrodes planes et parallèles, et d'introduire la terminologie très utilisée en plasma.

Contrairement à la décharge de Townsend, la décharge lumineuse à l'état stationnaire est caractérisée, d'un point de vue phénoménologique, par la division en série d'espaces sombres et de régions lumineuses, où les propriétés électriques ainsi que la composition spectrale de la lumière émise sont différentes (figure 1.5). L'étendue relative de ces diverses zones varie avec la pression et la distance inter-électrodes. La figure 1.6.a représente ces différentes zones et l'on distingue d'un côté les régions voisines des électrodes où l'influence de celle-ci est importante et d'un autre côté le plasma de la décharge, milieu ionisé et macroscopiquement neutre, qui établit la liaison entre les régions cathodique et anodique. Cette structure étant la conséquence directe de la cinétique électronique dans la distribution non uniforme du champ électrique.

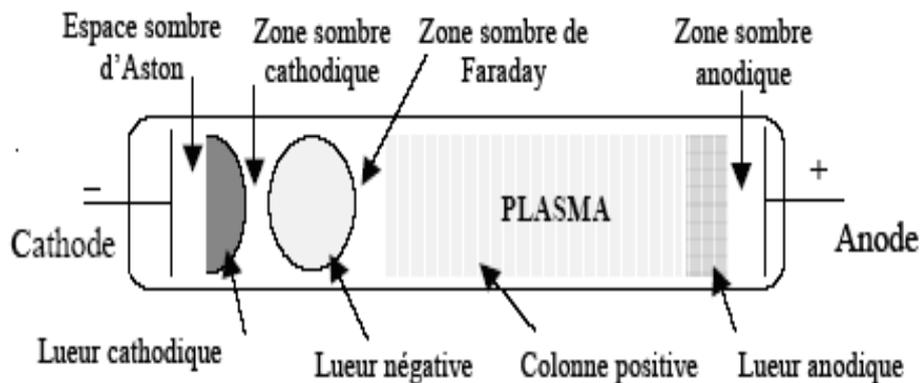


Figure 1.6 (a) : Répartition des zones sombres et lumineuses dans un tube à décharge.

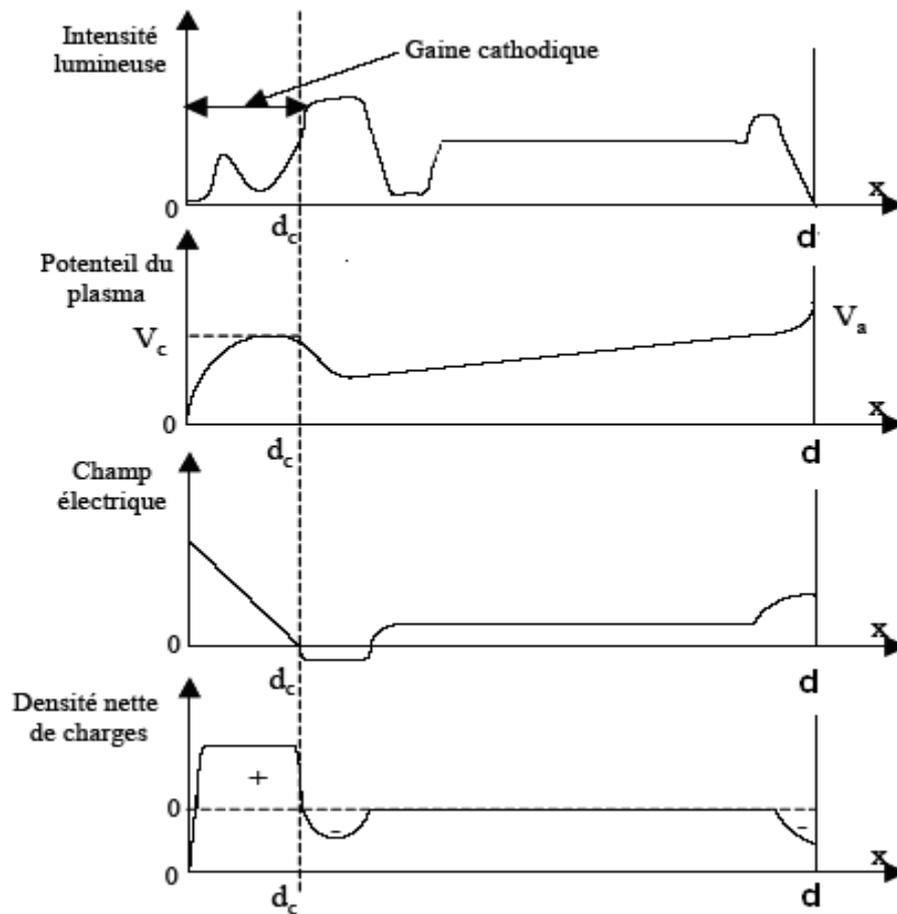


Figure 1.6 (b) : Caractéristiques (lumineuse et électrique) d'une décharge lumineuse

La figure 1.6.b montre; pour une décharge lumineuse typique dans un tube à décharge à électrodes planes parallèles ; les distributions de l'intensité de la lumière émise, du potentiel, du champ électrique, de la densité de la charge d'espace, des densités de particules chargées et de la densité de courant, le long de l'axe du tube. On distingue la région cathodique, l'espace sombre de Faraday, la colonne positive et la région anodique dans l'espace entre la cathode et l'anode. La décharge lumineuse est entretenue par les électrons secondaires qui sont émis de la cathode bombardée par les ions, les atomes métastables, les atomes neutres rapides et les photons. Ces électrons sont émis avec des énergies faibles, et ils ne peuvent exciter et ioniser le gaz qu'après avoir parcouru une certaine distance. Cette distance est nécessaire pour qu'ils puissent gagner suffisamment d'énergie dans la chute du potentiel dans la gaine cathodique. Il en résulte une couche sombre qui apparaît en face de la cathode, dite l'espace sombre cathodique. Les électrons, accélérés dans la gaine, dissipent leur énergie dans les collisions inélastiques principalement dans la lueur négative, qui suit l'espace sombre cathodique. Les ions, créés par collisions ionisantes électrons-neutres, sont tirés par le champ vers la cathode, frappent sa surface et provoquent ainsi l'émission des électrons secondaires avec un taux allant de 10^{-3} à 10^{-1} pour un ion incident.

Nous allons dans la suite de ce paragraphe, citer les différentes zones, leurs différentes caractéristiques et établir le lien entre elles.

1.7.3.1 La région cathodique

La région cathodique, est caractérisée par plusieurs espaces d'intensité lumineuse différente :

1.7.3.1.1 Espace sombre d'Aston

La première zone représente l'espace sombre d'Aston. C'est une zone mince adjacente à la cathode. Les électrons émis par la cathode sous le choc des ions positifs n'ont pas encore une vitesse suffisante pour exciter le gaz qui reste donc sombre (pas de radiations émises), ils ne peuvent que participer à des collisions élastiques avec les atomes gazeux.

1.7.3.1.2 Gaine cathodique

Accélérés par le champ intense qui règne dans l'espace sombre d'Aston, les électrons acquièrent une énergie suffisante pour l'excitation des atomes de gaz qui passent ensuite à l'état non excité avec émission de radiations en formant ainsi une zone nettement délimitée que l'on appelle gaine cathodique ou premier espace lumineux cathodique. Un électron entre en collision inélastique avec un atome d'autant plus près de l'anode que son énergie est plus grande et donc l'excitation de l'atome est plus forte. C'est pourquoi l'énergie des quanta émis par des atomes excités et la fréquence de rayonnement augmente dans la partie de la gaine cathodique qui est située plus près de la cathode.

1.7.3.1.3 Espace sombre cathodique (de Crookes)

Dans l'espace sombre cathodique, lorsque les électrons acquièrent une énergie suffisante pour l'ionisation des atomes gazeux, l'intensité de la luminescence diminue et il se forme un deuxième espace sombre cathodique ou espace de Crookes. C'est ici que commencent les avalanches électroniques. Les atomes excités sont peu nombreux parce que la probabilité d'excitation pour de telles énergies des électrons est faible. La recombinaison des électrons et des ions est elle aussi peu probable du fait de leur grande vitesse relative. La mobilité des électrons étant sensiblement plus grande que celles des ions positifs, c'est la charge positive des ions lents qui prédomine dans cet espace.

1.7.3.1.4 Lumière négative ou cathodique

La lueur négative est la partie la plus brillante de la décharge. Le plasma de la lueur négative est entretenu par les électrons rapides provenant de la gaine, et sa longueur correspond à la distance de relaxation de l'énergie de ces électrons.

En se développant, les avalanches électroniques assurent un haut degré d'ionisation du gaz, c'est pourquoi la conductivité des autres zones de la décharge est beaucoup plus élevée que celle du domaine de chute de tension cathodique et la variation du potentiel y est faible, de sorte que les charges se déplacent sans subir presque aucune accélération par le champ. Leur mouvement d'ensemble se transforme rapidement en un mouvement désordonné, l'énergie moyenne diminue et devient insuffisante pour l'ionisation des atomes

gazeux. La probabilité d'excitation des atomes par des électrons secondaires produits par ionisation et par des électrons primaires ayant conservé une partie de leur énergie après l'acte d'ionisation augmente de nouveau.

C'est ainsi qu'apparaît une nouvelle zone lumineuse appelée lumière négative ou cathodique. L'émission de radiations est due non seulement à la désexcitation des atomes excités mais également à la recombinaison des électrons lents et des ions positifs. A mesure que l'on s'éloigne de la cathode, la vitesse des électrons diminue progressivement, ce qui fait décroître la probabilité d'excitation et l'intensité de la lumière émise. La frontière de droite de cette zone peut être considérée comme une limite que peuvent atteindre les électrons accélérés dans l'espace sombre cathodique. La frontière nette de la lumière négative du côté de la cathode représente la limite de diffusion des électrons lents se dirigeant vers la cathode. Prés de la frontière de la lumière négative ils sont arrêtés par le champ intense qui règne dans l'espace sombre cathodique. L'accumulation des électrons lents dans la zone de la lumière négative conduit à la compensation de la charge positive des ions (figure 1.6.b) et à une certaine baisse du potentiel.

1.7.3.2 Espace sombre de faraday

La zone suivante illustre l'espace sombre de Faraday. À l'inverse de la lueur négative où les électrons ont assez d'énergie pour provoquer des excitations, dans cet espace, l'énergie des électrons est trop faible, elle diminue par suite des collisions inélastiques tant que les électrons ne deviennent capables d'effectuer que des collisions élastiques. La luminescence décroît de nouveau d'où l'apparition d'une nouvelle zone obscure appelée espace sombre de Faraday.

1.7.3.3 Colonne positive

La colonne positive occupe la plus grande partie du tube à décharge, c'est une zone de gaz hautement ionisé (plasma) caractérisée par une concentration sensiblement identique des charges positives et négatives. La diffusion des porteurs de charge vers les parois du tube dans l'espace sombre de Faraday et dans la colonne positive a pour effet de provoquer une diminution de leur concentration dans la région centrale et une baisse de la conductivité. Il en résulte une légère élévation du potentiel le long de la colonne (figure. 1.6.b) positive et un échauffement du gaz électronique dans le champ électrique qui est porté à des températures auxquelles l'énergie des électrons devient suffisante pour l'ionisation du gaz dans la mesure nécessaire pour compenser le départ de charges vers les parois. La diffusion des charges vers les parois, le gradient de potentiel le long de la colonne et donc la température du gaz électronique sont d'autant plus faibles que le diamètre du tube à décharge est plus grand. Corrélativement, l'intensité de la lumière émise par le plasma excité par des chocs électroniques diminue lorsque le diamètre du tube augmente.

1.7.3.4 Espace sombre anodique et lumière anodique

Si les concentrations des charges positives et négatives sont à peu près les mêmes dans la colonne positive, elles deviennent différentes au voisinage de l'anode par suite du

mouvement des ions positifs vers la cathode et des électrons vers l'anode. Il en résulte une croissance de l'intensité du champ électrique régnant entre la colonne et l'anode et l'apparition d'une chute de tension anodique nécessaire pour assurer la constance du courant total dans cette zone de la décharge.

Le signe de la chute anodique dépend des dimensions de l'anode. Le courant circulant vers l'anode se détermine par le nombre d'électrons qui diffusent à partir de la colonne positive; si les dimensions de l'anode sont petites, ce courant peut se trouver inférieur au courant d'électrons qui s'en vont dans le circuit extérieur. Dans ce cas, le potentiel de l'anode s'élève de telle sorte que le soutirage des électrons à la colonne positive augmente et le nombre d'électrons du plasma attirés vers l'anode devient égal au nombre d'électrons qui quittent l'anode pour le circuit extérieur (chute anodique positive). Lorsque les dimensions de l'anode sont suffisamment grandes, le courant d'électrons arrivant sur l'anode depuis la décharge excède le courant dans le circuit extérieur et pour supprimer cette inégalité, le potentiel de l'anode baisse automatiquement (chute anodique négative). Le signe de la chute anodique dépend également en large partie de la forme de la surface anodique et du degré de compensation de la charge spatiale négative des électrons par des ions positifs au voisinage de l'anode.

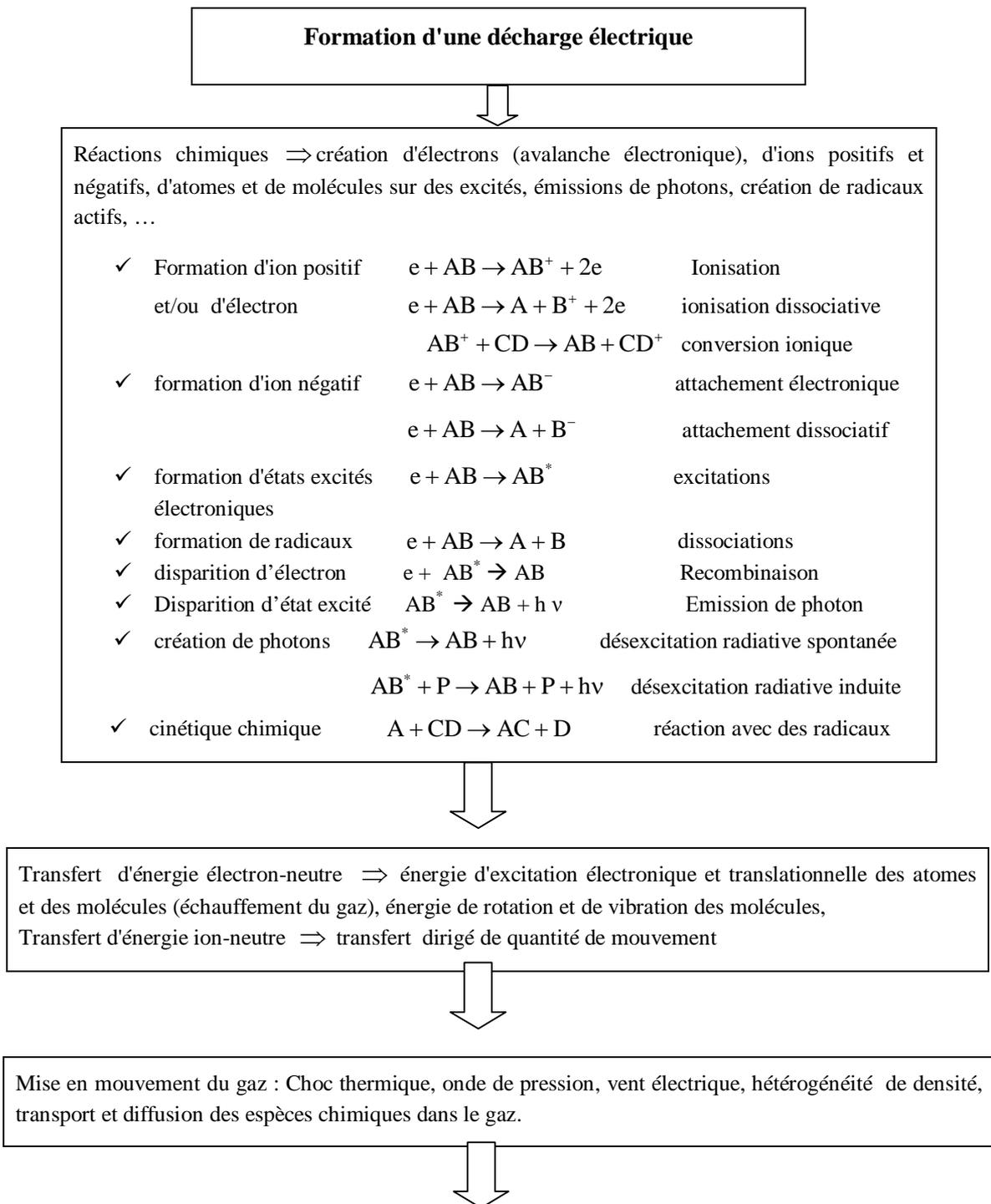
Lorsque la chute anodique est positive, les électrons en mouvement vers l'anode sont accélérés et acquièrent une énergie suffisante pour l'excitation et même pour l'ionisation des atomes gazeux. C'est pourquoi une lumière apparaît au voisinage immédiat de l'anode, étant séparée de la colonne positive par un espace sombre anodique.

L'entretien d'une décharge luminescente n'exige que la participation des zones cathodiques qui assurent l'ionisation du gaz. La colonne positive est une région à conductivité élevée qui relie les zones cathodiques de la décharge à l'anode. Dans les zones cathodiques le mouvement ordonné des électrons l'emporte sur le mouvement désordonné, de sorte qu'en cas de rotation de la cathode par rapport à l'anode les zones cathodiques conservent leur position par rapport à la cathode alors que la partie restante de la décharge se trouve occupée par la colonne positive de forme quelconque dans laquelle les porteurs de charges se déplacent principalement par diffusion. Lorsque la distance entre l'anode et la cathode diminue, la colonne positive se raccourcit et peut disparaître complètement.

Aussi à mesure que l'on rapproche l'anode de la cathode, l'espace sombre de Faraday et la lumière négative disparaissent eux aussi de même que la colonne positive. Lorsque l'anode s'approche de la frontière de la lumière négative située plus près de la cathode, c'est-à-dire lorsque l'anode est introduite dans la région où se forment les avalanches électronique, la décharge cesse si l'on n'élève pas, pour son entretien, l'efficacité des processus d'ionisation en augmentant à cet effet la tension appliquée au tube ; on dit alors que l'on a affaire à une décharge contrariée. Ce régime de la décharge luminescente n'est pas considéré dans notre étude.

1.7.4 Phénomènes physico-chimiques dans une décharge lumineuse

Lorsque les électrons ont gagné suffisamment d'énergie dans un champ électrique et/ou magnétique, ils arrivent à ioniser les atomes et les molécules du gaz. Ceci se traduit par des processus chimiques:



Fin de la décharge : effets mémoire puis retour à l'état d'équilibre

Aspect électrique : Attachement et recombinaison, diffusion des électrons et des ions sous l'action du champ résiduel et pertes sur les parois et les électrodes.

Aspect énergétique : Relaxation des états excités, Conduction thermique et effet visqueux.

Aspect chimique : Cinétique, chimique, traitement de polluant et surface, transformation d'espèces.

Figure 1.7 Schéma synoptique des Phénomènes physico-chimiques dans une décharge.

1.8 CONCLUSION

Toute cette importance donnée et ce temps de recherche réservé aux phénomènes plasmagènes ne seront pas encore suffisamment exploités dans toutes les applications technologiques industrielles. Les améliorations futures des applications plasmagènes passent impérativement par un meilleur contrôle et une meilleure compréhension de la décharge et de ces interactions avec les électrodes. Après avoir exposé les améliorations et les avantages dans tous les domaines apportées par applications des procédés plasmas, dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons présenté les principales caractéristiques électriques et lumineuses d'une décharge électrique et les réactions physico-chimique qui régissent un plasma.. Cette description réactionnelle est faite dans le but de comprendre les phénomènes qui régissent les différentes régions caractéristiques de la décharge lumineuse qui sont aujourd'hui très utilisées dans un grand nombre de secteurs industriels.

Dans le prochain chapitre, nous allons présenter les modèles physiques qui décrivent la décharge lumineuse. Il s'agit des modèles fluide, particulaire et hybride. Le modèle fluide sera utilisé pour la simulation monodimensionnelle et bidimensionnelle de la décharge lumineuse dans l'argon.

Dans le courant alternatif de la vie, le bonheur est une lumière éphémère dans la conjonction des événements. On trouve plus facilement l'interrupteur qui l'éteint que celui qui l'allume.

1.9 REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES**B**

- [Bo-1] J.P. Boeuf. Proceeding Conference Internationale sur la physique et ses applications (CIPA), Université des Sciences et de la technologie d'Oran, 6 (2003)
- [Bo-2] J.P. Boeuf and Bouchoule A. : "*Les propulseurs à effet Hall*", Images de la physique CNRS (2003).

D

- [Da-1] Humphrey Davy. Chimiste et physicien anglais, il découvrit l'arc électrique, isola les métaux alcalins grâce à l'électrolyse et inventa la lampe de sûreté pour les mineurs.

F

- [Fa-1] M. Faraday. Physicien anglais. On lui doit la théorie de l'influence électrostatique, l'énoncé des lois de l'électrolyse, la découverte de l'induction électromagnétique.
- [Fr-1] S.Fridrikhov et S. Movnine, " Bases physiques de la technique électronique 'Edition Mir, Moscou (1985).

K

- [Ki-1] Kim V, J. Propulsion Power, 14, 736 (1998).

M

- [Mh-1] L. Mehdaoui "*Etude de la zone cathodique d'une décharge électrique haute pression pour laser XeCl*", Thèse de Magister à l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran 27 Juin (2004).
- [Mo-1] A. Morozov and I. Milikov: Sov. Phys.- Tech. Phys., 19, 340 (1974).

P

- [Pe-1] V.V Petrov. Ingénieur russe, il construisit en 1896 les premières piles de grande puissance.

S

- [St-1] L. Stafford, " <http://www.phys.umontreal.ca/plasma/>"

W

- [Wa-1] A.L.. Ward, Phys. Rev 112, 1852 (1958).
- [1] <http://www.europlasma.com>
- [2] http://www.plasmaquebec.ca/La_physique_des_plasmas/Applications

Une idée vivante est comme un être vivant. Elle ne peut durer que si elle se renouvelle.

Les différents modèles physiques d'une décharge luminescente

2.1. INTRODUCTION

Nous allons présenter dans ce chapitre, les modèles physiques qui décrivent les décharges électriques hors équilibre. Il s'agit de modèles fluide (ou macroscopique), particulaire (ou microscopique) et hybride, nous discuterons des avantages et des inconvénients des différentes approches. Le modèle fluide (ou hydrodynamique) sera utilisé pour la simulation monodimensionnelle et bidimensionnelle de la décharge luminescente dans l'argon. L'objet de cette étude est d'apporter une contribution à une meilleure compréhension des phénomènes intervenant dans une décharge luminescente.

Nous décrirons les équations de base utilisées d'une manière générale pour l'étude du transport des particules chargées dans le cadre de l'approche macroscopique en justifiant les hypothèses associées. Idéalement, le transport des particules dans une décharge électrique est décrit par l'équation de Boltzmann. Afin de tenir compte du champ de charge d'espace important qui règne dans le milieu gazeux, les équations de transport doivent être couplées à l'équation de Poisson. Pour cela les modèles proposés décrivant la décharge luminescente sont des modèles électriques auto cohérents.

2.2 EVOLUTION DES MODELES AUTOCOHERENTS D'UN PLASMA FROID HORS EQUILIBRE

Un modèle électrique auto cohérent consiste à décrire le couplage entre les phénomènes de transport des particules chargées et le champ électrique. Les premiers modèles qui ont tenté de décrire la physique d'une décharge luminescente sont les modèles analytiques apparaissant dans les années trente et quarante. Ces théories ont permis d'obtenir les relations entre la chute de potentiel dans la région cathodique V_c , la longueur de la région cathodique d_c et la densité de courant de décharge j dans le régime anormal. Les chercheurs ont établi des relations analytiques entre V_c , d_c et j en supposant la distribution linéaire du champ électrique dans la gaine cathodique, fait déduit de l'expérience. Les premiers modèles, ainsi que les modèles analytiques développés ultérieurement ont rendu possible la compréhension des caractéristiques individuelle de la décharge. La description de la décharge dans son ensemble et la compréhension plus approfondie nécessite la simulation numérique.

Après les premiers résultats numériques sur l'effet de la charge d'espace sur la caractéristique courant- tension et sur les caractéristiques de la région cathodique, publiées par Ward [Wa-1], l'intérêt et l'effort fournis dans ce domaine redoublent grâce aux nouvelles applications industrielles.

Il s'agit surtout de l'utilisation des décharges et plasmas radiofréquences pour le dépôt et la gravure en micro électronique. L'accès aux ordinateurs performants a stimulé le développement des modèles numériques permettant la description et les prédictions de plus en plus précises et la compréhension des phénomènes physiques inexplicés jusqu'à présent.

La description d'une décharge dans son ensemble est un problème extrêmement difficile dû à la complexité des phénomènes mis en jeu et à leur couplage. Il faut tenir compte du couplage entre le transport des particules chargées et le champ électrique. Les particules chargées se déplacent dans le champ qui dépend lui même de leurs densités. Cette première étape du modèle est désignée par le modèle électrique auto cohérent. Le modèle devrait également considérer, pour les densités de courant élevées l'échauffement du gaz et le changement de sa composition (création des métastables, produits de dissociation). Il faut décrire les interactions de toutes les espèces, y compris des photons, au sein du plasma et le transport des particules chargées doit être couplé avec la cinétique des neutres.

Bien que la mise au point d'un modèle mathématique sans hypothèses simplificatrices soit possible, les moyens actuels de calcul et les données de base ne permettent pas encore de considérer ce modèle complet. Dans la pratique, on est obligé de faire de nombreuses approximations physiques et de trouver une représentation simplifiée mais réaliste du problème à étudier, des phénomènes physiques qui peuvent intervenir pour que le problème puisse être résolu. Les paragraphes suivants présentent les différents modèles et approximations qui sont utilisés actuellement.

2.3 REPRESENTATION MATHÉMATIQUE DU MODÈLE ÉLECTRIQUE AUTO-COHERENT

Ce chapitre est consacré à la description de l'équation de Boltzmann utilisée pour l'étude et l'analyse du comportement des électrons et des ions dans les plasmas froids non thermiques.

Le transport des particules dans une décharge luminescente peut être convenablement décrit par l'équation de Boltzmann. Les modèles électriques qui en découlent sont particulièrement bien adaptés à la modélisation des décharges en régime collisionnel, aussi bien dans le modèle monodimensionnel que dans le modèle bidimensionnel. Le milieu étudié est constitué de plusieurs espèces de particules électriquement chargées ou non. Ces particules sont principalement des atomes neutres dans leurs états fondamentaux de densité N , mais aussi des électrons et des ions de densité n_e , n_i et aussi des atomes excités de densité N^* . Ces plasmas se caractérisent par un faible degré d'ionisation ($n_e / N < 10^{-4}$ et $N^* / N < 10^{-4}$). Sous l'action d'une force extérieure d'accélération γ , les électrons se déplacent et effectuent des collisions avec toutes les espèces chargées. A un instant 't', le nombre probable d'électrons 'dn(r, v, t)' se trouvant dans l'élément de volume dr situé autour du point r et animés d'une vitesse v variant dans l'élément de vitesse dv est défini par :

$$dn(r, v, t) = dr dv f(r, v, t) \tag{2.1}$$

L'équation de Boltzmann permet de déterminer la fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ des vitesses \vec{v} , des particules au point \vec{r} de l'espace et à l'instant t [Ja-1][Br-1] :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}} \tag{2.2}$$

Où :

- $f = f(r, v, t)$ est la fonction de distribution de l'espèce étudiée dans l'espace des phases. Cette fonction dépend du vecteur vitesse v et du vecteur position r à l'instant t.
- $\frac{\delta f}{\delta t}$ représente le taux local de variation de f au point (r, v) en fonction du temps.

- $v \frac{\delta f}{\delta r}$ représente la variation de f par suite de la diffusion des ions ou des électrons, c'est-à-dire la tendance du gaz à se relaxer vers un état d'équilibre.
- $\gamma \frac{\delta f}{\delta v}$ représente la variation de f sous l'action des forces extérieures $F(\vec{r}, t)$, qui agit sur les particules de masse m , γ étant l'accélération des forces extérieures dues à l'action des champs électrique et magnétique.
- $\left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_{\text{coll}}$ traduit la variation de f sous l'effet des collisions, c'est-à-dire la redistribution des ions ou des électrons dans l'espace des vitesses sous l'effet des collisions ; électron neutre, ion neutre (et éventuellement les collisions coulombiennes si l'équation de Boltzmann est complétée par le terme de Fokker-Planck).

De la fonction de distribution peuvent être déduites les variations spatio-temporelles des grandeurs moyennes (densité, vitesse de dérive, énergie, etc...) ainsi que les fréquences moyennes des différents processus de collisions (par exemple fréquence d'ionisation). Les équations de Boltzmann pour les ions et les électrons doivent être couplées à l'équation de Poisson qui détermine le champ électrique en supposant que la densité de charge d'espace $\rho(\vec{r}, t)$ est connue.

$$\nabla \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\rho(\vec{r}, t)}{\epsilon_0} \quad (2.3)$$

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

La résolution des équations de Boltzmann n'est pas une chose aisée et le couplage avec les phénomènes électriques ne fait qu'accroître la difficulté. On peut distinguer trois approches différentes pour modéliser une décharge électrique [Bo-1]. La plus simple, le modèle fluide répond à de nombreuses approximations, mais permet, sous certaines conditions, d'avoir des résultats fiables et assez rapidement. Il existe à l'opposé une approche dite microscopique ou particulière traitant directement l'équation de Boltzmann. Des méthodes hybrides à mi-chemin des deux extrêmes précédents ont également été développées. Les fondements de ces trois approches vont être explicités dans ce qui suit.

2.4 MODELE FLUIDE

2.4.1 Méthodes de résolution des équations de transport

Compte tenu de la complexité de l'opérateur de collision $\left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_{\text{coll}}$ et du nombre de

variables intervenant dans l'équation de Boltzmann, sa résolution est très difficile d'un point de vue mathématique et numérique (les temps de calculs étant très longs).

Néanmoins une solution approchée dans laquelle nous pouvons supposer que les caractéristiques principales d'une décharge électrique sont bien déterminées par les termes moyens de certains paramètres tels que la densité, la vitesse moyenne, l'énergie moyenne, etc. De cette façon, les équations de Boltzmann pour la description des décharges électriques peuvent être remplacées par quelques caractéristiques moyennes appelées les moments de l'équation de Boltzmann qui correspondent à une série infinie d'équations hydrodynamiques. Ces paramètres moyens constituent les équations du modèle fluide ou hydrodynamique.

Les paramètres macroscopiques définis en chaque point (vitesse moyenne, densité et énergie) sont obtenues en intégrant l'équation de Boltzmann dans l'espace des vitesses après multiplication par une fonction $\chi(v)$.

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

$$\chi_i(\vec{r}, t) = \frac{1}{n_i(\vec{r}, t)} \int \chi \cdot f_i(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3v \quad (2.4)$$

Où $n_i(\vec{r}, t)$ est la densité moyenne de l'espèce i , définie par :

$$n_i(\vec{r}, t) = \int_{\vec{v}} f_i(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3v \quad (2.5)$$

Nous nous intéresserons seulement aux trois premiers moments de l'équation de Boltzmann qui :

- ✓ A partir de l'équation de Boltzmann, le moment d'ordre zéro, permet d'obtenir l'équation de continuité ($\chi(v) = 1$).
- ✓ A partir de l'équation de Boltzmann, le moment d'ordre un, permet d'obtenir l'équation de transfert de la quantité de mouvement ($\chi(v) = m$, m étant la masse de l'ion ou de l'électron, v étant la vitesse de la particule considérée).
- ✓ A partir de l'équation de Boltzmann, le moment d'ordre deux, permet d'obtenir l'équation de conservation de l'énergie ($\chi(v) = (1/2)mv^2$).

Les moments d'ordre supérieur sont développés dans les ouvrages [Bi-1], [Da-1].

Ainsi dans les modèles fluides, le transport des particules est décrit par des grandeurs macroscopiques. Les caractéristiques obtenues du plasma (densité, vitesse, énergie), représentent alors des valeurs moyennes sur une fonction de distribution, qui est supposée ne dépendre que des moments considérés et dont la forme doit être fixée (Maxwellienne par exemple). Les taux correspondants aux divers processus de collision électrons neutres considérés sont déduits de la forme de la fonction de distribution. Ils conditionnent l'équilibre perte/gain des espèces chargées et c'est pour cela que l'on peut s'attendre à ce

que la forme choisie pour la fonction de distribution en énergie des électrons soit une phase essentielle dans l'élaboration de tels modèles. Par ailleurs, les équations de transport des particules chargées sont couplées aux équations donnant la variation des contraintes appliquées (équation de Poisson, Maxwell).

2.4.2 Les moments de l'équation de Boltzmann

Après intégration de l'équation de Boltzmann dans l'espace des vitesses (équation 2.2), l'équation générale de transport d'une grandeur physique $\chi(\vec{v})$, dépendant de la vitesse s'écrit :

$$\frac{\partial n \bar{\chi}}{\partial t} + \nabla_r n \bar{\chi} \bar{v} - n \overline{\nabla_v \chi} = \int \chi \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{\text{col}} \quad (2.6)$$

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

- **Moment d'ordre zéro**

En remplaçant $\chi(\vec{v})$ par 1 dans l'équation (2.6), on obtient l'équation de continuité [Ha-1]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_r n \bar{v} = \int \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{\text{col}} = S \quad (2.7)$$

Les deux termes de gauche de l'équation (2.7) correspondent respectivement à la dérivée temporelle de la densité et à la divergence du flux ($n\bar{v}$). Le terme de droite de cette même expression correspondant à l'opérateur de collision est aussi appelé terme source. Il caractérise l'ensemble des processus collisionnels de création et de perte de l'espèce considérée (par exemple l'ionisation et la recombinaison). On définit alors des fréquences de création et de pertes des particules chargées (ν_i), qui sont fonction de la nature du gaz considéré, de la forme de la fonction de distribution des espèces et de la pression.

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_r n \bar{v} = n \nu_i \quad (2.8)$$

Par exemple, ce résultat est vérifié pour une distribution Maxwellienne exprimée par la relation suivante :

$$f_x(v_x) = \frac{1}{v_{th} \sqrt{x}} \exp\left(\frac{-v_x^2}{v_{th}^2}\right) \quad (2.9)$$

Où v_{th} est la vitesse thermique.

Ce modèle a été utilisé de nombreuses fois pour la modélisation des décharges lumineuses mais il ne peut rendre compte correctement des phénomènes qui se passent dans la lueur négative dans la colonne positive de la décharge car la diffusion y joue un rôle non négligeable. On associe alors à cette équation de continuité l'équation de transfert de la quantité de mouvement pour obtenir un modèle plus complet.

• Moment d'ordre un

De la même façon, on obtient l'équation de transfert de quantité de mouvement en considérant $\chi(\bar{v})$ égal à $m\bar{v}$ dans l'équation (2.6) :

$$\frac{\partial nm\bar{v}}{\partial t} + nm(\bar{v} \cdot \nabla_r) \cdot \bar{v} + \bar{v}(\nabla_r \cdot nm\bar{v}) + \nabla_r P - n\bar{F} = \int_v mv \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{col} d^3v \quad (2.10)$$

avec :

- ✓ \bar{F} : force totale exercée sur la particule
- ✓ m : masse de la particule, v : vitesse de la particule, \bar{v} sa valeur moyenne.
- ✓ \bar{P} : tenseur de pression cinétique.

Le membre gauche de l'équation (2.10) représente la variation totale, par unité de temps, de la quantité de mouvement ($m\bar{v}$), sous l'effet des forces extérieures \bar{F} et de la pression \bar{P} . Le terme de droite traduit l'effet des collisions sur le transport de la quantité de mouvement. On le simplifie généralement en l'écrivant $nmv_m\bar{v}$ (v_m est la fréquence moyenne de transfert de quantité de mouvement). En injectant l'équation de continuité (2.7) dans l'équation de transport de quantité de mouvement, cette dernière s'écrira :

$$nm \left[\frac{\partial}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \nabla_r) \right] \bar{v} = n\bar{F} - \nabla_r P - Sm\bar{v} - nmv_m\bar{v} \quad (2.11)$$

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

- ✓ Le terme de gradient de pression fait intervenir l'énergie moyenne.
- ✓ La fréquence d'échange de quantité de mouvement dépend de la forme de la fonction de distribution.
- ✓ La fréquence moyenne d'ionisation (dans le terme source S) dépend aussi de cette fonction de distribution.

Néanmoins, certains modèles fluides n'utilisent que ces deux premiers moments, le système étant fermé par l'hypothèse du « champ local », développé ultérieurement.

- **Moment d'ordre deux**

Pour décrire d'une manière plus réaliste l'évolution des paramètres de la décharge, il est donc préférable d'introduire un moment supérieur de l'équation de Boltzmann. Ce moment correspondant à l'équation de transport de l'énergie est obtenu en remplaçant $\chi(\vec{v})$ par $(1/2)mv^2$ dans l'équation générale de transport (équation (2.6)) :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial nm\bar{v}^2}{\partial t} + \nabla_r \left[\frac{1}{2} nm \overline{(v.v)v} \right] - nF.v = \int_v \frac{1}{2} mv^2 \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{col} d^3v \quad (2.12)$$

L'expression (2.12) est une équation scalaire. Elle correspond en fait à la trace d'une équation tensorielle obtenue en remplaçant $\chi(\vec{v})$ par $(m\vec{v}\vec{v})$ dans l'équation (2.6). Le premier terme du membre gauche correspond à la variation temporelle de l'énergie totale de la particule (énergie d'agitation thermique et énergie cinétique due au mouvement d'ensemble). Le second terme traduit la variation spatiale de l'énergie et le troisième la perte ou le gain d'énergie dus aux forces. Le membre de droite, quant à lui, traduit le terme de perte ou de gain de l'énergie dus aux collisions avec les autres espèces. C'est le terme de collision. De la même façon que pour les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann, on définit une fréquence moyenne d'échange d'énergie ν_e et on décrit le terme dû aux collisions, dans l'équation (2.12), par $-n_e \nu_e \bar{\epsilon}_e$ où $\bar{\epsilon}_e$ est l'énergie moyenne des électrons. Elle est la somme des énergies et des mouvements orientés.

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

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{P} = \bar{\nabla} p \quad (2.13)$$

$$\text{Où : } p = n k_B T \quad (2.14)$$

Et k_B étant la constante de Boltzmann.

Les conditions d'équilibre correspondant à une fonction de distribution isotropique où la vitesse de dérive est nulle et l'énergie moyenne des particules est liée à leur température par l'expression:

$$\bar{\epsilon} = \frac{3}{2} k_B T \quad (2.15)$$

L'équation de Boltzmann est équivalente à un nombre infini d'équations de transport, en général, on ne considère que les deux ou trois premières équations (l'équation de continuité, l'équation de transport de quantité de mouvement et l'équation d'énergie), la réduction de la hiérarchie des équations implique une troncature des paramètres calculés. En plus, le système d'équations des moments contient des intégrales sur la fonction de distribution de la particule inconnue qui peut être interprétée physiquement comme les paramètres de transport de la particule et les coefficients de réaction. D'où, pour calculer

ces intégrales il est nécessaire de faire des hypothèses au sujet de la fonction de distribution de la particule, qui est particulièrement délicate pour les électrons.

2.4.3 Influence de la forme de la fonction de distribution

Afin de fermer le système d'équations, on doit supposer que les fréquences de collisions : fréquence d'ionisation, fréquence moyenne de transfert de quantité de mouvement et enfin fréquence moyenne d'échange d'énergie ($\nu_i, \nu_m, \nu_\varepsilon$) ne dépendent que de l'énergie moyenne des électrons. Mais ces fréquences de collision dépendent de la fonction de distribution électronique, qui est inconnue. Nous sommes donc obligé de faire des hypothèses sur les moments d'ordre supérieur et sur la fonction de distribution pour calculer les fréquences moyennes de collision.

La première hypothèse concerne donc la forme de la fonction de distribution des particules pour la connaissance des divers taux de collisions, en particulier les termes sources des équations de continuité. On suppose en général que la partie isotrope de la fonction de distribution en vitesse des électrons (FDVE) ne dépend que de l'énergie moyenne de ces derniers. Ainsi, les fréquences moyennes d'ionisation, d'attachement et autres ne dépendent que de l'énergie moyenne des électrons, ce qui permet de fermer le système. Aussi, en considérant les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann, on ne veut considérer pour le système que les deux inconnues, pour caractériser le transport des particules chargées. La densité n et la vitesse v seront les deux variables fondamentales, d'où la nécessité de supposer que la fonction de distribution des électrons ne dépend que de l'énergie (ε) des électrons, afin de négliger les moments d'ordre supérieur.

La fréquence de collision relative au processus j , entre les électrons et les neutres est donnée par l'expression :

$$\nu_j = N \int_0^{\infty} \sigma v f(v) dv \quad (2.16)$$

Où N est la densité du gaz, σ est la section efficace de collision et v est la vitesse des électrons.

En supposant que la fonction de distribution est Maxwellienne, normalisée par rapport à la densité [Me-1], [Ni-1] ou encore une somme de Maxwellienne avec des températures différentes [Go-1] (en plusieurs équations d'énergie), on peut déduire la fréquence de collision relative au processus j considéré en utilisant l'équation (2.16) :

$$f(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{-mv^2}{2k_B T_e} \right) \quad (2.17)$$

Où m et T_e sont la masse et la température des électrons.

En utilisant l'expression de l'énergie $\varepsilon = (1/2) m v^2$ La fonction de distribution électronique (FDE) dépendant de l'énergie s'écrit :

$$f(\varepsilon) = \left(\frac{2}{\pi} \right) \frac{\varepsilon^{1/2}}{(k_B T_e)^{3/2}} \exp\left(\frac{-\varepsilon}{k_B T_e} \right) \quad (2.18)$$

La fréquence de collision (équation 2.16) dépendant de l'énergie s'écrit donc :

$$v_j = N \int_0^\infty \sigma \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \right) \left(\frac{1}{k_B T_e} \right)^{3/2} \left(\frac{2}{m} \right)^{1/2} \varepsilon \exp\left(\frac{-\varepsilon}{k_B T_e} \right) d\varepsilon \quad (2.19)$$

En supposant la section efficace de collision constante pour un processus donné et vérifiant :

$$\sigma = 0 \text{ pour } \varepsilon < E_{ja} \quad (2.20)$$

$$\sigma = \sigma_T \text{ (constante) pour } \varepsilon \geq E_{ja}$$

Où E_{ja} est l'énergie d'activation du processus collisionnel j , ainsi l'intégrale donnant le taux de collision (équation (2.19)) se réduit à l'expression:

$$v_j = N \sigma_T \left(\frac{8}{\pi m} \right)^{1/2} (k_B T_e)^{1/2} \left(1 + \frac{E_{ja}}{k_B T_e} \right) \exp\left(\frac{-E_{ja}}{k_B T_e} \right) \quad (2.21)$$

On définit le facteur pré exponentiel par l'expression suivante :

$$k_j = \sigma_T \left(\frac{8}{\pi m} \right)^{1/2} (k_B T_e)^{3/2} \left(1 + \frac{E_{ja}}{k_B T_e} \right) \quad (2.22)$$

On peut donc utiliser la forme analytique des divers taux de collisions, relatives au processus j par l'expression générale appelée également expression d'Arrhenius' :

$$v_j = N k_j \exp\left(\frac{-E_{ja}}{k_B T_e} \right) \quad (2.22)$$

L'expression d'Arrhenius est un cas particulier d'une forme Maxwellienne, où la section efficace de collision est constante (équation 2.20), pour le processus considéré. Plus général, en supposant que la fonction de distribution est Maxwellienne ou encore une

somme de Maxwellienne avec des températures différentes, on peut déduire la fonction de distribution électronique (FDE) en utilisant l'équation (2.18), ou le coefficient k_j relatif au processus j considéré en utilisant l'expression :

$$k_j = \int_0^{\infty} \left(\frac{2}{m_e} \right)^{1/2} \sigma_j(\varepsilon) \varepsilon^{1/2} f(\varepsilon) d\varepsilon \tag{2.23}$$

La figure (2.1) montre la variation de la fonction de distribution électronique (FDE) de type Maxwellienne en fonction de l'énergie des électrons dans l'argon. La figure (2.2) représente les variations des fréquences d'ionisation, d'échange de quantité de mouvement et d'échange d'énergie en fonction de l'énergie moyenne des électrons (v_i, v_m, v_e) pour l'argon, obtenues par la résolution de l'équation de Boltzmann grâce au code Bolsig [Pi-1]. La figure (2.3) représente la variation de la fréquence d'ionisation dans l'argon en fonction de l'énergie moyenne, pour une FDVE Maxwellienne et pour une expression d'Arrhenius [Bo-2], [Bo-3].

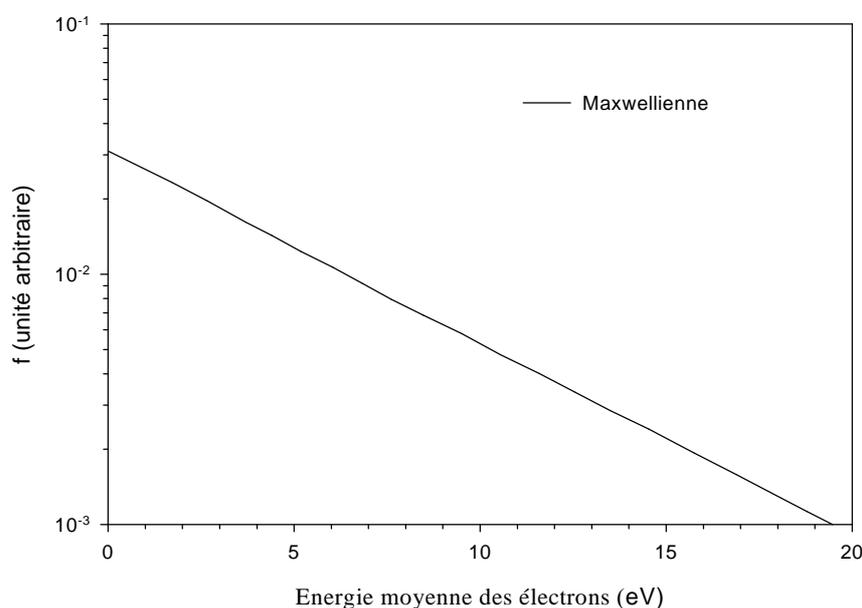


Figure 2.1 Variation de la FDE de type Maxwellienne dans l'argon, en fonction de l'énergie électronique.

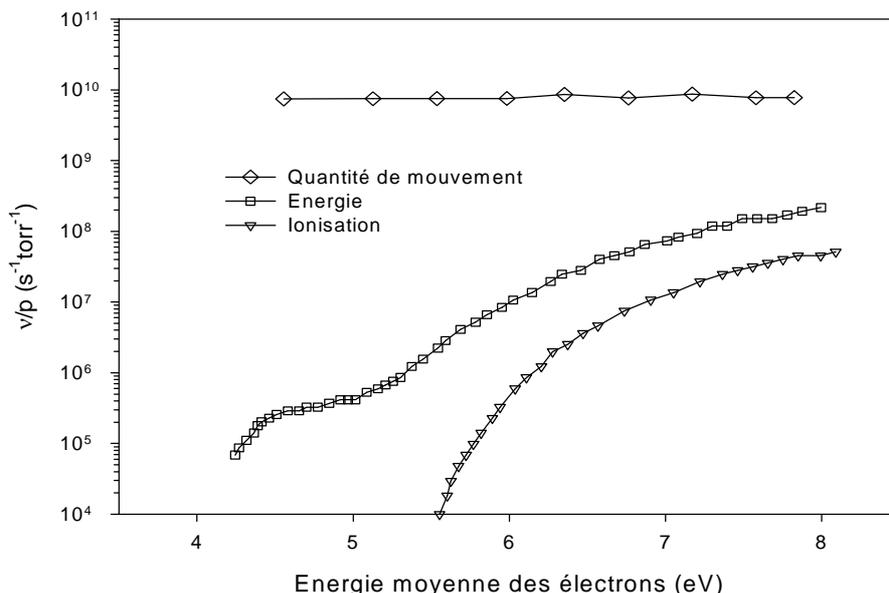


Figure 2.2 Variation des fréquences réduites de collisions, en fonction de l'énergie moyenne des électrons.

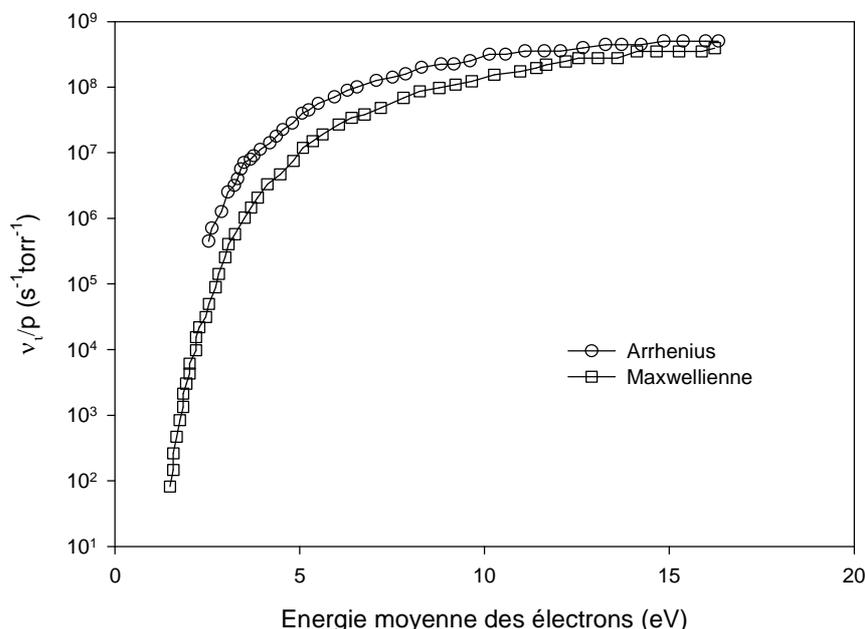


Figure 2.3 Variation de la fréquence d'ionisation dans l'argon en fonction de l'énergie moyenne, pour une FDE Maxwellienne et pour une expression d'Arrhenius.

Nous constatons, dans la gamme d'énergie étudiée pour l'argon, des différences, dans la queue de la fonction de distribution, de la variation de la fréquence moyenne d'ionisation obtenue pour les deux formes présentées (Maxwellienne et expression d'Arrhenius) et par la résolution de l'équation de Boltzmann grâce au code Bolsig. Les écarts relevés

diminuent lorsque l'énergie moyenne des électrons augmente. Pour les niveaux d'énergie supérieurs typiquement à 15 eV, l'écart entre les diverses fréquences calculées est très faible. Les auteurs considèrent une énergie d'activation de 15.7eV et une section efficace de $2.5 \cdot 10^{-16} \text{cm}^{-2}$ pour l'expression d'Arrhenius.

Dans les conditions usuelles des décharges auxquelles nous nous intéressons, le domaine où la forme de la fonction de distribution est importante, pour le calcul de fréquence de collision se situe aux valeurs faibles et modérées de l'énergie des électrons. Les expressions analytiques de type Maxwellienne ou d'Arrhenius sont semblables et c'est pour cela que les différences dans ce cas sont très faibles. Par contre, la fonction de distribution obtenue par résolution de l'équation de Boltzmann grâce au code Bolsig, à basse énergie, est caractérisée par une bien plus faible pente (que la Maxwellienne), ce qui entraîne des différences dans le calcul des fréquences de collision qui peuvent être de plusieurs ordres de grandeur.

2.4.4 Hypothèse d'équilibre du champ local

Dans l'approximation du champ électrique local, il est supposé qu'il n'y a aucun transport d'énergie dans le système autre que les processus collisionnels. Cette hypothèse est la conséquence du fait que nous avons négligé les termes du flux d'énergie dans l'équation d'énergie électronique. En particulier, cette approximation implique que l'énergie des électrons est directement liée, spatialement et temporellement au champ électrique et que leur chauffage est exactement équilibré par la perte d'énergie dans les collisions.

Les coefficients de transport qui permettent d'écrire les termes de dérive et de diffusion à un instant donné et en un point donné sont supposés ne dépendre que du champ électrique existant au même instant et au même endroit.

Cette approximation suppose aussi que la fonction de distribution au point \vec{r} et à l'instant t , est la même que celle existant dans un champ électrique uniforme ou local réduit E/N . C'est-à-dire que, l'énergie des particules gagnée sous l'effet du champ électrique est compensée localement (dans l'espace et dans le temps) par les pertes dues aux collisions. L'avantage de cette approche est que tous les paramètres de transport et les fréquences moyennes de collisions peuvent être déduites de l'expérience ou calculées sous la condition du champ électrique uniforme. C'est l'hypothèse du champ local. L'approximation n'est valable que pour certains cas restrictifs quand la variation du champ électrique sur la distance de relaxation d'énergie des particules chargées est faible. Une étude monodimensionnelle dans le cas d'une décharge luminescente a été effectuée par Meyyappan et Kreskosvsky [Me-1], Yanallah [Ya-1] et Pedoussat [Pe-2]. Cette approche a été utilisée par Bœuf [Bo-4] pour étudier la transition entre les décharges normales et anormales dans le cas d'une géométrie cartésienne bidimensionnelle. La discussion des différents comportements de décharges a été effectuée par Fiala [Fi-1]. Cependant, la supposition est insuffisante dans les régions de la gaine (où les électrons ne sont plus en

équilibre avec le champ électrique) ce qui conduit à une surévaluation des paramètres de transport électroniques au niveau des limites du domaine de calcul. En général ce problème est évité en imposant comme solution pratique des paramètres de transport électroniques constants.

2.4.5 Hypothèse d'équilibre de l'énergie locale

Pour améliorer la représentation des processus d'ionisation, un troisième moment de l'équation de Boltzmann correspondant à l'équation de transport de l'énergie des électrons est ajouté au système. Ainsi dans ce modèle, les termes sources d'ionisation dépendent de l'énergie et non plus du champ local : c'est l'hypothèse de l'énergie moyenne locale. On suppose que toutes les grandeurs moyennes ne dépendent que de l'énergie moyenne locale des particules. Autrement dit, la fonction de distribution est complètement déterminée par la densité et l'énergie moyenne locale électronique ou ionique.

Cette approche est capable de supprimer les variations non physiques de la fonction de distribution électronique dans les régions de la gaine, obtenues quand l'approximation du champ électrique local est adoptée. Cette hypothèse est raisonnable pour la colonne positive d'une décharge luminescente mais elle n'est pas valable dans la région cathodique où le gradient du champ électrique est élevé et la vitesse de dérive des électrons est élevée. L'énergie moyenne est principalement déterminée par les électrons lents, tandis que l'ionisation ne dépend que des électrons rapides, qui sont moins nombreux. Cette approche était adaptée par Schmitt et AL [Sc-2] et Belenguer et Bœuf [Be-1], qui utilisent les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann et supposent que la fonction de distribution est maxwellienne pour les électrons.

2.5 MODELE PARTICULAIRE

Les méthodes particulières ou microscopiques furent initialement destinées à simuler le comportement des plasmas de fusion et ce n'est que vers le début des années 70 que ces techniques, liées à un traitement aléatoire, ont été utilisées pour décrire les processus de collisions élastiques dans les diodes basse pression.

Les applications des approches cinétiques appelées aussi statistiques tels que les modèles Particul In-Cell (PIC) ou de Monte Carlo (MC), permettent de suivre, d'une manière très précise, dans l'espace et dans le temps, le mouvement d'une particule ou plusieurs espèces (électrons, ion, etc.) existant dans une décharge hors équilibre thermodynamique soumise au champ électrique. La densité du gaz ainsi que les sections efficaces des divers processus pris en considération (ionisation, excitation, attachement,...) sont des données du problème.

Dans la méthode PIC-MC, les particules sont d'abord déplacées pendant un intervalle de temps Δt , en intégrant les équations du mouvement libre. Les instants de collision, la nature des collisions, la déviation angulaire etc., sont traités comme des évènements

aléatoires dont les densités de probabilité sont connues et liées aux sections efficaces de collisions.

En supposant que les collisions sont brèves comparées au temps de collisions [Su-1] [Ve-1], la trajectoire d'une particule est subdivisée en vol libre. Le vol libre de la particule est altéré par des forces macroscopiques et des collisions binaires. La division du vol libre, nous permet d'étudier la trajectoire d'une particule, en traitant les collisions binaires conformément aux étapes suivantes :

- Le temps de vol libre d'une particule sera déterminé par la somme totale des sections efficaces de tous les processus qu'une particule peut vérifier : le premier temps t_c , durant lequel la prochaine collision aura lieu sera déterminé.
- Durant le vol libre, les équations de mouvement de la particule sont résolues pour déterminer sa trajectoire : la trajectoire de la particule est calculée en intégrant les équations du mouvement sur un court temps discret égal au pas Δt , qui est long par rapport au temps d'intégration δt , des équations de mouvement.
- A la fin du vol libre, selon la probabilité d'occurrence, un processus a besoin d'être sélectionné. Cette sélection est basée sur la contribution relative de sa section efficace par rapport à la somme totale de toutes les sections efficaces.

Pour le processus sélectionné, l'effet de la collision sur les vecteurs vitesses des particules, modifie ou pas sa trajectoire pour le prochain temps de vol. L'ensemble des collisions comprend plusieurs types :

- ✓ Collisions élastiques où il y a seulement un échange d'énergie cinétique et de vitesse.
- ✓ Collisions non élastiques où l'état de l'une des particules est modifié, avec augmentation ou diminution de l'énergie totale.
- ✓ Collisions d'ionisation où l'électron incident transfère son énergie à un atome libre.

Quand le choix de collisions est arrêté, il faut l'estimer en lui appliquant un modèle de dispersion des vecteurs vitesses à deux particules et, au cas où le processus est inélastique, en développant l'énergie cinétique convertie en énergie potentielle.

Le champ électrique est recalculé à chaque intervalle de temps. A l'état stationnaire, on obtient ainsi la distribution des électrons dans l'espace des phases (\vec{r}, \vec{v}, t) , ce qui permet de déduire toutes les grandeurs caractéristiques du plasma.

L'avantage des modèles microscopiques est de décrire avec précision le transport des particules chargées de la décharge et, à condition de disposer des sections efficaces correspondantes, de traiter tous les processus collisionnels envisageables.

Dans un modèle particulaire ou microscopique, on résout simultanément, et sans faire d'hypothèses simplificatrices, l'équation de Boltzmann pour la fonction de distribution des particules chargées et l'équation de Poisson pour le champ électrique. L'équation de Boltzmann sous sa forme spatio-temporelle (équation 2.2) peut être résolue de façon

pratique à l'aide des méthodes particulières de types Monte Carlo [Hi-1], [He-1]. Dans les méthodes microscopiques, on considère un ensemble représentatif de particules (typiquement de l'ordre 10^2 à 10^5) et on suit leur trajectoire dans l'espace des phases en traitant les collisions de façon statique et en intégrant les équations classiques du mouvement entre deux collisions. Cette approche est idéale du point de vue physique.

Implicitement, de par leur structure, les techniques particulières permettent une description précise du comportement des particules chargées du plasma pour de larges gammes de fréquences et de pression. Ainsi, la validité des modèles fluides peut être vérifiée grâce aux techniques particulières (MC) [Bo-1], [Bo-5] [Ni-1], l'influence des divers termes dans l'expression des moments de l'équation de Boltzmann (modèles fluides) peut aussi être analysée grâce à ces techniques [Su-1]. Des processus, tels que le gain d'énergie des électrons à travers leurs interactions avec les gaines, ne peuvent être traités simplement avec des modèles fluides [Wo-1]. Les approches particulières semblent constituer dans ce cas un moyen incontournable de description des phénomènes alors mis en jeu [Su-1], [Su-2], [Tu-1], particulièrement à basse pression et en régime non collisionnel. Les techniques Monte Carlo représentent aussi un moyen très efficace pour traiter le comportement des espèces chargées dans le plasma en fort champ électrique [Bo-7], [Go-2], [Tu-2]. L'inconvénient majeur est qu'un temps de calcul relativement important est très souvent nécessaire pour atteindre le régime permanent de la décharge.

2.6 MODELES HYBRIDES

De manière générale, les modèles hybrides de décharges désignent une catégorie de modèle combinant deux techniques de description des décharges.

Le problème principal, associé au modèle basé sur les moments de l'équation de Boltzmann, est de trouver une description réaliste du terme source d'ionisation due aux électrons énergétiques. Cet obstacle est surmonté en utilisant le modèle hybride. Dans ce type de modèle, on traite les propriétés des électrons rapides qui sont accélérés par le champ électrique appliqué de façon microscopique (Monte-Carlo), tandis que les électrons froids du plasma sont décrits par les équations fluides sous l'approximation du champ électrique local ou de l'énergie moyenne locale.

Cette approche hybride combine une bonne description des régions fortement anisotropes aux niveaux des gaines avec des périodes informatiques raisonnables. Le couplage entre les parties microscopiques et macroscopiques de ce type de modèle est représenté par la figure (2.4). Le module Monte Carlo fournit les taux de création d'espèces chargées (électrons lents et ions) utilisés par le module fluide. Grâce à ce dernier on déduit la nouvelle distribution du champ électrique et le flux d'ions à la cathode et donc le flux d'électrons rapides que l'on injecte dans le module Monte Carlo et ainsi de suite.

La simulation hybride a l'avantage de deux vitesses de calculs avec des hypothèses moins fortes sur le transport des particules.

Les modèles utilisant une approche hybride (fluide particulaire) dans le but de séparer la description des électrons énergétiques (par un module de MC) de celles des autres espèces chargées, y compris celles des électrons du volume de la décharge (par un module fluide), ont été utilisées pour décrire le comportement des décharges à cathodes creuses par Fiala, Pitchford [Fi-1] [Fi-2], ainsi que par Bœuf et col [Bo-1], et par Cronrath, Porteous et col [Cr-1], [Po-1] pour décrire les décharges à résonance cyclotron. Borgaerts et col [Bo-6] séparent aussi la description des deux groupes d'électrons d'une décharge en continu (espace sombre de Faraday et lueur négative) en utilisant un modèle hybride « classique », dans lequel les électrons rapides sont traités par un modèle Monte Carlo alors que le mouvement des ions et des électrons lents est décrits par un modèle fluide.

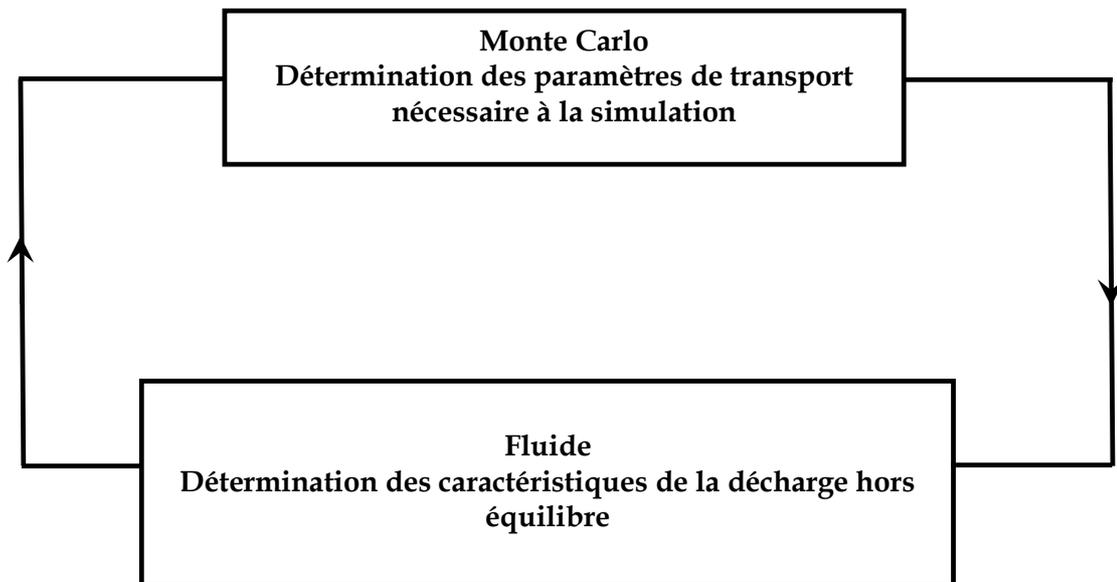


Figure 2.4 : Schéma synoptique d'un modèle hybride.

Des approches similaires ont été suivies par Sommerer et Kushner, [So-1], Hoekstra et Kushner [Ho-1], ou encore Hwang et col [Hw-1], dans l'élaboration de modèles hybrides fluide particulaire dans lesquelles un module supplémentaire permet de traiter la chimie des neutres et des ions. Sommerer et Kushner emploient le modèle hybride pour l'étude de procédés de surface. Les résultats obtenus par les auteurs, dans l'hélium, montrent un bon accord en comparaison avec des mesures expérimentales.

Dans les décharges RF à couplage capacitif à basse pression (typiquement en dessous de 50 mtorr, 13.56 MHz), les collisions entre les électrons et les neutres peuvent être insignifiantes comparées à celles qui se produisent entre les électrons et les gaines en mouvement. La fonction de distribution des électrons est alors en majeure partie

conditionnée par l'échange de quantité de mouvement et d'énergie entre les électrons et les gaines en contraction ou en expansion, processus qui ne peut être décrit par un simple et global modèle fluide. Une alternative pour traiter numériquement ce problème est de décrire le plasma avec une approche fluide mais en introduisant une fréquence effective de collision dans les équations de transfert de quantité de mouvement et d'énergie [Ni-1], [Tu-1]. La description des gaines, lorsque le libre parcours moyen des électrons devient comparable ou supérieur à la largeur des gaines, peut alors être séparée de celle du plasma par un module différent inclus dans le modèle.

Les chercheurs Nitschke et Graves [Ni-2] incluent dans leur modèle fluide de décharge RF, un modèle dynamique de description des gaines des décharges RF, élaboré par Godyak et col [Go-3] [Go-4]. Globalement, le plasma est décrit par une approche fluide classique en tenant compte de l'inertie des ions alors que les gaines sont décrites séparément par un modèle dynamique. Le couplage entre le modèle fluide du plasma et le modèle dynamique des gaines est effectué en utilisant les conditions aux limites aux deux interfaces plasma-gaine.

2.7 MODELE À DEUX GROUPES D'ELECTRONS

On suppose que la fonction de distribution électronique est composée de deux parties. Une partie représente les électrons rapides qui forment un faisceau mono énergétique, décrit par l'équation de continuité et l'équation d'énergie, tandis que les électrons moins énergétiques du plasma, formant le corps de la fonction de distribution, sont traités par l'approximation du champ électrique local ou de l'énergie moyenne locale, décrit par l'équation de continuité et l'équation de transfert de quantité de mouvement. Ce modèle surestime la pénétration des électrons rapides ainsi que leur ionisation dans la lueur négative (ils forment le faisceau mono énergétique) mais donne des résultats physiquement raisonnables. Le modèle à plusieurs groupes d'électrons apporte une amélioration qui permet de tenir compte de la distribution énergétique des électrons rapides.

2.8 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons donné un aperçu sur les différents modèles physiques d'une décharge lumineuse, tels les modèles, fluide, particulaire ou hybride.

L'approche microscopique est connue comme étant la méthode la plus complète, parce qu'elle utilise un schéma explicite pour la détermination des caractéristiques physiques pour chacune des particules, depuis sa création jusqu'à sa disparition, dans la décharge lumineuse. Cependant, l'inconvénient majeur de cette approche est le temps de calcul important qu'elle exige, vu le grand nombre de particules à suivre pour obtenir des résultats statistiques valides.

Pour surmonter ces difficultés informatiques et le coût en espace mémoire, qui sont cependant, nécessaires pour la résolution de l'équation de Boltzmann pour un résultat plus

détaillé sur les comportements des phénomènes physiques d'une décharge électrique, nous avons opté pour le choix d'un modèle plus souple, qui est le modèle fluide.

Dans le modèle fluide nous avons abordé les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann qui nous ont permis de déduire les trois équations de transport des particules et d'émettre des hypothèses sur la fonction de distribution électronique et sur les moments d'ordre supérieur pour fermer le système d'équation.

Le chapitre suivant sera consacré à la présentation des schémas numériques adoptés pour la résolution des équations de transport en géométrie cartésienne monodimensionnelle (1D) et bidimensionnelle (2D).

La connaissance de l'homme étant subjective et relative, rien dans son raisonnement n'est entièrement vrai ni faux. C'est pourquoi deux idées de bonne foi peuvent se heurter et se combattre. Chacune, forte de ce qu'il y a d'apparemment vrai en elle, s'oppose à ce qu'il y a à ce qu'il y a d'apparemment faux chez l'autre.

2.9 REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

A

- [Al-1] A. Alkaa, P. Segur, A. Zahraoui, and M. Kadri-H, "Monte Carlo treatment of the transport of electrons in a gas including electron-electron interaction", Physical Review 50 (4), 3006-3017 (1994).

B

- [Be-1] Ph. Belenger and J.P. Boeuf Physical Review, 41, 4447 (1990).
- [Bi-1] C.K. Birdsall, "particle-in-Cell Charged-particle Simulation, Plus Monte Carlo Collisions em Neutral Atoms PIC-MCC", IEEE Trans. On Plasma Science 19 (2), 65-85 (1991).
- [Bo-1] J.P. Boeuf and A. Merad, "Fluid and Hybrid models of Non Equilibrium Discharge", Ed. P.F. Williams, Serie E: Applied Sciences – Vol 336 (NATO ASI on Plasma Processing of Semiconductors), 291-319 (1997).
- [Bo-2] J.P. Boeuf: Proceeding Conference Internationale sur la physique et ses applications (CIPA), Université des Sciences et de la technologie d'Oran, 6 (2003).
- [Bo-3] J.P. Boeuf, and E. Marode, "A Monte Carlo analysis of an electron swarm in a non-uniform field : the cathode region of a glow discharge in the helium", J. Phys. D: Appl. Phys. 15, 2169-2187, (1982).
- [Bo-4] J.P. Boeuf, "A two dimensional model of dc glow discharge", J. Appl. Phys. 63 (5), 1342-1349, (1988).
- [Bo-5] A. Bogaerts, M. Van Straaten, and R. Gijbels, "Monte Carlo simulation of an analytical glow discharge: motion of electrons, ions and fast neutrals in the cathode dark space", Spectrochimica acta 50B (2), 179-196 (1994).

[Bo-6] A. Bogaerts, R. Gijbels, and W.J. Goedheer, "Hybrid monte Carlo- fluid model of a direct current glow discharge", J. Appl. Phys. 78(4), 2233-2241 (1995).

[Br-1] B.H.P Broks, W.J.M. Brok, J.Remy, J.J.A.M.Van der Mullen, A.benidar, L.Bienner, F.Salama, " Modelling the influence of anode-cathode spacing in a pulsed discharge nozzle", Spectrochimica Acta Part B 60: 1442 – 1449, 2005;

C

[Ca-1] R.N. Carlile, and S.S. Geha, "Physical properties of contamination particle traps in a process plasma", J. Appl. Phys. 73(10), 4785-4793 (1993).

[Cr-1] W. Cronrath, M.D. Bowden, K. Uchino, K. Muraoka, H. Muta, and M. Yochida, "Spatial distribution of electron temperatures and density in electron cyclotron resonance discharges", J. Appl. Phys. 81(5), 2105-2113 (1997).

D

[Da-1] Davies A. J., Evans C. J., Woodison P.M., Proc. IEE, 122, 7, 765 (1975).

F

[Fi-1] A. Fiala, "Modélisation numérique bidimensionnelle d'une décharge luminescente à basse pression", Thèse de Doctorat ès-sciences, Université Paule Sabatier de Toulouse, France, n° 2059 (1995).

[Fi-2] A. Fiala, L.C. Pitchford, and J.-P. Boeuf, "Two-dimensional, hybrid model of low-pressure glow discharge", Physical Review E 49 (6), 5607-5622 (1994).

G

[Go-1] E. Gogolides, and H.H. Sawin, "Continuum modelling of radio-frequency glow discharges. I. Theory and results for electropositive and electronegative gases", J. Appl. Phys. 72 (9), 3971-3987 (1992).

[Go-2] M.J.Goeckner, J.A. Goree, and T.E. Sheridan Jr, "Monte Carlo Simulation of Ions in a Magnetron Plasma", IEEE Trans, on Plasma Science (19 (2), 301-308 (1991).

[Go-3] V. A. Godyak, N Sternberg, "Dynamic model of the electrode sheaths in a symmetrically driven rf discharges", Physical Review A 42 (4), 2299-2312 (1990).

[Go-4] V. A. Godyak, N Sternberg, "Dynamic modelo f the electrode sheaths in a symmetrically driven rf discharges", Physical Review A 42 (4), 2299-2312 (1990).

H

[Ha-1] G. J. M. Hagelaar, "Modeling of micro-discharge for display technology", Thèse Univ. Eindhoven, 13 november 2000;

[He-1] A. Hennad, " Cinétique des ions dans les gaz moléculaires par simulations de monte carlo classique et optimisée : détermination des donnees de base dans l'air ", Thèse de Doctorat, Université Paule Sabatier de Toulouse, France, n° 2458 (1996).

[Hi-1] M. Himoudi. ' Simulation numérique de la cinétique des ions dans les gaz rares faiblement ionisés'.Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier de Toulouse

n°1547, 1993..Himoudi. 'Simulation numérique de la cinétique des ions dans les gaz rares faiblement ionisés'.Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier de Toulouse n°1547, 1993.

[Ho-1] R.J. Hoekstra , and M.J. Kushner, "*Predictions of ion energy distributions and radial fluxes in ratio frequency biased inductively coupled plasma etching reactors*", J. Appl. Phys. 79 (5), 2275-2286 (1996).

[Hw-1] H.H. Hwang, J.K Olthoff, R.J. Van Brunt, S. B. Radovanov, and M. J. Kushner, "*Evidence of inelastic process for N3+ and N4+ from ion energy distributions in He/N2 radio frequency glow discharges*", J. Appl. Phys. 79(1), 93-98 (1996).

J

[Ja-1] Jancel and T. Kahan "*Electrodynamique des plasmas*", Dunod, Paris (1963).

L

[Ly-1] D. P. Lymberopoulos, and D. J. Economou, "*Fluid simulation of glow discharge: effect of metastable atoms in argon*", J. Appl. Phys. 73(8), 3688-3679 (1993).

M

[Ma-1] N. V. Mantzaris, A. Boudouvis, and E. Gogolides, "*Radio frequency plasmas in CF₄: Self consistent modeling of the plasma physics and chemistry*", J. Appl. Phys. 77(12), 6169-6180 (1995).

[Me-1] M. Meyyappan, and J. P. Kreskovsky, "*Glow discharge simulation through solutions to the moments of the Boltzmann transport equation*", J. Appl. Phys. 68 (4), 1506-1512 (1990).

[Me-2] M. Meyyappan, and T.R. govindan, "*Radio frequency discharge modelling: moment equation approach*", J. Appl. Phys. 74(4), 2250-2259, (1993).

N

[Ni-1] T.E. Nitchke, and D.B. Graves, "*A comparison of particle in cell and fluid model simulations of low-pressure radio frequency discharges*", J. Appl. Phys. 76, 5646-60 (1994).

[Ni-2] T-E Nitchke, and D.B. Graves, "*Matching an RF Sheath Model to a Bulk plasma Model*", IEEE Trans. on Plasma Sciences 23(4), 717-727 (1995).

P

[Pe-1] I. Pérès, M.Fortin, and J. Margot, "*The radial structure of magnetically confined surface-wave plasma column*", Phys. Plasmas 3, 1754-1769 (1996).

[Pe-2] C. Pedoussat "*Modélisation auto cohérente de la pulvérisation cathodique dans les décharges luminescentes basse pression*", Thèse de Doctorat, Université Paule Sabatier de Toulouse, France, n°3524 (1999).

[Pi-1] L. C. Pichford, N. Ouadoudi, J.P. Boeuf, M. Legentil, V. Puech, J. C.Thomaz, and M. A. Gundersen, "*Triggered breakdown in low-pressure hollow cathode (pseudospark) discharge*", J. Appl. Phys. 78, 77-89 (1995).

[Po-1] R. K. Porteous, H. M. Wu, and D. B. Graves, "*A two dimensional axisymmetric*

model of a magnetized glow discharge plasma", Plasma Source Sci. Technol. 3(1), 25, 29 (1994).

R

- [Ri-1] A. D. Richard, and B.E. Thompson, and H.H. Sawin, "*Continuum modelling of argon glow discharges*", Appl. Phys. Lett. 50 (9), 492-494 (1987).

S

- [Sc-1] L. Scharfetter and H.K. Gummel, IEEE Trans. Electron Devices 16, 64 (1969)
- [Sc-2] W. Schmitt, W. Köhler, and H. Ruder J. Appl. Phys. 71, 5783 (1992).
- [So-1] T. J. Sommerer, and M. J. Kushner, "*Numerical investigation of the kinetics and chemistry of glow discharge plasmas sustained in H_e , N_2 , O_2 , $H_e/N_2/O_2$, $H_e/CF_4/O_2$, and S_iH_4/NH_3 using a Monte carlo _Fluid Hybrid Model*", J. Appl. Phys. 71 (4), 1654-1673, (1992).
- [Su-1] M. Surendra, and M. Dalvie, "*Moment analysis of rf parallel-plate discharge simulations using the particle-in-cell with Monte Carlo collisions technique*", Physical Review E 48 (5), 3914-3924, (1993).
- [Su-2] M. Surendra, D. Vender, "*Collisionless electron heating by plasma sheaths*", Appl. Phys. Lett. 65 (2), 1-3 (1994).

T

- [Tu-1] M. M. Turner, "*Pressure heating of electrons in capacitively coupled discharges*", Physical Review Letter 75 (7), 1312-1315 (1995).
- [Tu-2] G. M. Turner, Monte Carlo, "*Calculations of gas rarefaction in a magnetron sputtering discharge*", J. Vac. Sci. Technol. A 13 (4), 2161-2169 (1995).

V

- [Ve-1] J P Verboncoeur, "Particle simulation of plasma: review and advances", Plasma Phys. Control Fusion 47, A231-A260, 19April 2005;

W

- [Wa-1] A.L. Ward, Phys. Rev. 112, 1852 (1958).
- [Wo-1] B.P. Wood, M. A. Liebermann, and A. J. Lichtenberg, "*Stochastic electron heating in capacitive RF discharge with non-maxwellian and time-varying distributions*", IEEE trans. On Plasma Science 23 (1), 89-96 (1995).

Y

- [Ya-1] K. Yanallah " *Etude des propriétés d'un plasma basse pression, application a l'étude des lampes* ", Thèse de Magister département de physique. USTO-MB (2002).

Les mots sont comme des récipients. Ils n'ont de valeur que celle du contenu qu'on veut bien leur donner.

Résolution des équations de transport du modèle fluide d'ordre un et deux en 1D et 2D

3.1 INTRODUCTION

En raison du développement des moyens de calcul et des méthodes numériques de plus en plus performantes, la modélisation et la simulation numérique, indispensables à l'analyse expérimentale, tiennent une place importante dans l'étude des plasmas. Comme nous l'avons déjà cité dans le chapitre précédent, on distingue généralement deux approches pour l'étude théorique des plasmas : une microscopique ou particulière, 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, de la quantité de mouvement, de l'énergie...qui ne sont rien d'autres que les moments de l'équation de Boltzmann.

Dans ce chapitre nous nous sommes intéressés plus particulièrement à cette deuxième approche, en nous basant sur les modèles de calcul numériques utilisés pour résoudre les équations de transport hydrodynamiques des particules chargées dans une décharge luminescente hors équilibre, à pression réduite en régime continu. Nous donnerons les équations de transport hydrodynamiques retenues, et les hypothèses associées utilisées dans le cadre de ce travail.

L'analyse systématique et complète à l'aide du modèle fluide bidimensionnel, va nous permettre d'effectuer un progrès certain pour la compréhension de plusieurs aspects de la décharge, dans les conditions où les pertes transversales des particules chargées vers les parois jouent un rôle important.

3.2 EVOLUTION DES METHODES DE RESOLUTION DES EQUATIONS DE TRANSPORT

Les plasmas froids non thermiques créés par décharges électriques classiques (décharges luminescentes, décharges couronnes, etc.) ont de nombreuses applications industrielles (dispositifs de dépollution, plasma chimique en phase gazeuse, isolation gazeuse, gravure et dépôt par plasmas, panneaux à plasmas etc.). La modélisation, complément indispensable à l'analyse expérimentale de ces plasmas, est basée notamment sur les équations de conservation des différentes particules ou bien sur les équations de Boltzmann résolues directement ou par des méthodes de Monté Carlo, qui sont couplées à l'équation de Poisson pour l'étude de la dynamique des particules. La résolution des équations de conservation nécessite la connaissance des paramètres de transport et la résolution des équations de Boltzmann. Il est difficile et souvent inutile de résoudre l'équation de Boltzmann sous sa forme complète, spatio-temporelle. Ainsi, si l'on s'intéresse au développement d'une avalanche en champ constant, uniforme, loin des électrodes, on peut s'attendre à ce que les propriétés macroscopiques de l'ensemble des électrons deviennent indépendantes de la position et du temps et soient uniquement fonction du champ appliqué. Cet état, s'il existe, est qualifié de régime hydrodynamique. Dans ces conditions, les électrons sont en équilibre avec le champ électrique.

Ward a effectué les premières modélisations des décharges [Wa-1] et [Wa-2] pour une géométrie d'électrodes plan-plan dans un cas unidimensionnel, à l'aide des équations de conservation de courant, établies pour l'état stationnaire, 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 négligée. Ce modèle a été amélioré plus tard par Börsch-Supan [Bs-1], il a résolu les mêmes équations

dans le cas non stationnaires 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 de variation temporelle des densités de particules et le terme de diffusion ont été ajoutés. Les équations obtenues sont des équations différentielles non linéaires du premier ordre en temps et du deuxième ordre en position. Selon l'importance des termes de dérive et de diffusion, l'équation s'apparente à une équation parabolique si le terme de diffusion est dominant, ou à une équation hyperbolique si le terme de dérive dominant.

De nombreux auteurs [Da-3][Da-4][Ba-1][Yo-1] ou [Kl-2], ont utilisé la méthode des caractéristiques pour résoudre les équations de continuité. Cette technique de calcul consiste à intégrer les équations le long des trajectoires du mouvement des particules. 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. Elle est plus difficilement applicable à des géométries bidimensionnelles.

Graves et Jensen [Gr-1] ont choisi de résoudre les équations dans le cas des décharges RF pour une géométrie unidimensionnelle, en utilisant les séries de Fourier pour représenter les variations spatio-temporelles des diverses quantités inconnues. Les équations résultantes sont résolues avec une méthode de Newton-Raphson, mais les temps de calculs restent extrêmement longs et la mémoire nécessaire pour la résolution est importante.

Il existe de nombreux schémas des différences finies explicites ou implicites qui diffèrent par leur précision de calcul et leur complexité de programmation. Lowke et Davies [Lo-1] ont utilisé les méthodes explicites dans le cas des décharges non entretenues. Elles sont simples à mettre en œuvre. L'inconvénient majeur de ces méthodes 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 ($\Delta t < \Delta x / 2W$), où W est la vitesse de dérive de la particule. La condition de Friedrich-Levy empêche la particule de parcourir plus qu'une distance ; c'est-à-dire que la particule ne peut pas se déplacer avec une vitesse plus importante que la vitesse de calcul.

Pour les cas bidimensionnels ces méthodes explicites sont coûteuses en temps de calcul. Morrow [Mo-1] a étudié les performances de plusieurs schémas explicites comme la méthode d'Euler (schéma Upwind), la méthode de Runge-Kutta, la méthode de Lax-Wendroff, la méthode des caractéristiques et le schéma FCT (Flux Corrected Transport). Il a soumis ces différents schémas numériques à des tests simples qui consistent à propager une impulsion de forme connue sous l'effet d'un champ électrique. Il s'avère que même si les critères de stabilité décrits précédemment sont respectés, les solutions obtenues comportent plus ou moins d'oscillations et de diffusion numérique. On peut donc obtenir une propagation de particules dans des régions où on ne devrait pas en trouver, et le champ électrique dépendant directement des densités ne sera pas correct.

Boris et Book [Bo-14] ont développé des schémas hybrides alliant des méthodes d'intégration de premier ou second degré avec des méthodes de degré plus élevé. Le plus connu de ces schémas est la méthode FCT. Il existe plusieurs variantes de cette méthode avec les algorithmes de correction de flux développé afin de diminuer les problèmes de diffusion numérique et d'oscillations. Les plus importants sont dus à Boris et Book [Bo-1] et à Zalesak [Za-1]. Ils ont chacun des avantages et des inconvénients. La correction introduite par Boris et Book est facilement programmable alors que celle de Zalesak se généralise facilement à deux dimensions. Les méthodes FCT donnent d'excellents résultats et elles peuvent aussi être développées avec un réseau de mailles non uniformes sans perturber la solution [Mo-2]. Dhali [Dh-1], de Kunhardt [Ku-2] l'ont utilisé dans le cas des décharges à haute pression. Soulignons que les schémas FCT doivent satisfaire le critère ($W\Delta t/\Delta x < 1/2$) lorsqu'on utilise les algorithmes explicites (algorithme de Shasta simple ou algorithme "Phoenical Low Phase Error Shasta" et qu'elles peuvent être généralisées à deux ou trois dimensions. Les temps d'exécution des programmes FCT sont moins longs que ceux nécessaires pour la méthode des caractéristiques [Mo-3], mais ils augmentent significativement lorsqu'on résout les équations en géométrie multidimensionnelle.

Ces dernières années beaucoup de méthodes numériques utilisées pour la modélisation des décharges sont inspirées 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, assimilé à un milieu hydrodynamique, sont identiques à celles auxquelles nous sommes confrontés. La méthode des différences finies implicites avec flux exponentiel de Scharfetter et Gummel [Sc-1] a été développée par Bœuf, Fiala et Belenguer [Bo-2] [Fi-2], [Be-1]. Le modèle fluide d'ordre un mono et bidimensionnel développé par Hamid [Ha-1, 2, 3, 4, 5,] est également basée sur cette méthode. La méthode des éléments finis développée par Poinignon [Po-2] donne également de bons résultats.

3.3 DESCRIPTION GENERALE DU MODELE FLUIDE

3.3.1 Méthode de résolution du modèle fluide d'ordre deux

Dans ce chapitre, nous allons étudier les décharges basse pression du modèle hydrodynamique. Nous allons montrer d'une part, que la résolution des équations macroscopiques avec la méthode des différences finies peut s'appliquer aux décharges hors équilibre dominées par des phénomènes importants de charges d'espace, et d'autre part que ce modèle peut s'appliquer à plusieurs cas typiques de décharges lumineuses classiques entretenues soit par une source d'émission continue de paires électrons ions entre les deux électrodes, soit par émission électronique par impacts ioniques au niveau de la cathode. Nous présenterons les schémas adoptés pour l'élaboration du modèle hydrodynamique à une dimension (1D), et à deux dimensions (2D). Il s'agit de modèles de type fluide avec une représentation dérive diffusion des flux de particules chargées et du flux d'énergie, pour lequel nous nous sommes placés dans le cadre de l'approximation du champ local

pour les ions et de l'énergie moyenne locale pour les électrons. A cet effet nous présenterons les équations relatives aux trois premiers moments de l'équation de Boltzmann et les hypothèses simplificatrices (développées en chapitre 2), ainsi que les schémas adoptés pour leur résolution et l'élaboration des modèles. Ces modèles sont particulièrement bien adaptés à la modélisation des décharges en régime collisionnel, aussi bien dans le modèle monodimensionnel que dans le modèle bidimensionnel.

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, d'où l'utilisation du terme fluide.

Le modèle fluide 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, il constitue le modèle fluide continu d'ordre 2. Pour le calcul des densités des électrons et des ions, les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann sont retenus ; qui sont l'équation de continuité et l'équation de transfert de quantité de mouvement. Le troisième moment de l'équation de Boltzmann, qui est l'équation de conservation de l'énergie permet de prendre en compte le transfert d'énergie cinétique lors des collisions élastiques et inélastiques entre les électrons et les neutres et les ions. Ce sont ces équations que nous utiliserons dans le cadre de ce travail pour représenter les phénomènes de transport au sein de la décharge pour chaque type de particules.

La méthode des différences finies implicite, développée dans le paragraphe suivant, pour la résolution des équations du modèle fluide d'ordre 2, 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. L'efficacité de ce schéma repose sur sa capacité de traiter aussi bien des situations où la diffusion des particules est dominante. Il peut être utilisé pour les décharges à alimentation continue ou variable. Cette méthode peut être étendue à des cas bidimensionnels en géométrie cartésienne et ou cylindrique, dans différents gaz électropositifs et électronégatifs pour l'étude des régimes subnormal, normal et anormal de décharges à courant continu. Elle est stable et nécessite des temps de calcul pas trop longs.

3.3.2 Simplifications des équations des moments

Les hypothèses simplificatrices des équations de transport ont été détaillées dans le chapitre (2.4), néanmoins nous rappelons quelques unes qui seront utilisées dans le modèle adopté.

Le modèle physique classique utilisé pour la résolution de la dynamique des décharges luminescentes est le modèle hydrodynamique ou fluide d'ordre un, qui utilise les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann (équation de continuité et équation de

conservation de quantité de mouvement) pour chaque espèce chargée, couplées à l'équation de Poisson [Ha-1,2..5]. Dans ce modèle le système d'équations obtenu est fermé par l'approximation du champ local qui suppose que les coefficients de transport et de réaction des particules chargées ne dépendent que du champ réduit local (E/N).

La résolution auto cohérente des équations de transport du modèle fluide d'ordre deux se fera en utilisant les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann, c'est-à-dire, en ajoutant l'équation de l'énergie électronique. Le système d'équations obtenu est fermé par l'approximation de l'énergie locale, [Gr-1][Gr-2] [Bo-3][Lo-2][Kl-1][Ga-1], pour les électrons. Cela suppose qu'il y a compensation des énergies gagnées et perdues par les particules chargées, qui se fait respectivement par le champ électrique et par les collisions, d'une part et d'autre part, que toutes les grandeurs moyennes ne dépendent que de l'énergie moyenne des particules. La résolution des équations de transport des ions se fera par application de l'approximation du champ local.

Ces deux hypothèses de l'équilibre local peuvent servir de fermeture pour un système d'équations qui décrit la cinétique des particules des particules chargées. Pour remarquer les effets de l'ordre du modèle fluide sur la dynamique de transport des particules dans une décharge luminescente. Nous présenterons les équations relatives à chaque cas.

Les simplifications retenues dans les moments des équations de transport de Boltzmann sont les suivantes:

- ✓ Dans les équations de transfert de quantité de mouvement, on suppose qu'entre deux collisions consécutives la variation de la vitesse est faible par rapport au temps (on néglige, le terme en $\partial/\partial t$ dans l'équation 2.11).
- ✓ La distance que parcourent les particules entre deux collisions est très petite, donc la vitesse ne varie pas beaucoup sur cette distance. (on néglige, le terme en $v \delta v$ dans l'équation 2.11)
- ✓ On suppose le tenseur de pression cinétique est isotrope et diagonal (équation (2.13)).
- ✓ L'énergie de dérive est négligeable devant l'énergie thermique (équation 2.14).
- ✓ La force de Lorentz se réduit à la force électrique.
- ✓ On suppose les fréquences de collision moyennes ne dépendent que de l'énergie moyenne locale.

La mobilité des espèces chargées est exprimée par la relation :

$$\mu = \frac{|q|}{m v_m} \quad (3.1)$$

Et le coefficient de diffusion par la relation suivante :

$$D = \frac{k_B T}{m v_m} \quad (3.2)$$

Les approximations citées précédemment permettent d'écrire l'équation de conservation de quantité de mouvement, sous une forme bien plus simple, définissant l'approche classique connu sous le nom " équation de dérive diffusion ". Elle exprime le flux de particules chargées. Ainsi pour chaque espèce on peut écrire :

$$\vec{\Phi} = n \vec{v} = \pm \mu n \vec{E} - \nabla_r (D n) \quad (3.3)$$

De même, les hypothèses simplificatrices permettent de mettre l'équation (2.12) de l'énergie des électrons sous la forme suivante:

$$\frac{\partial n_e \varepsilon_e}{\partial t} + \frac{5}{3} \nabla_r (n_e \varepsilon_e v_e) + \nabla_r q_e + e n_e v_e E = -n_e v_e \varepsilon_e \quad (3.4)$$

Où q_e est le flux de chaleur. Il dépend des moments supérieurs de l'équation de Boltzmann. En introduisant le coefficient de conductivité thermique des électrons κ [Bo-4] défini par:

$$\kappa = \frac{5}{2} k_B D_e n_e \quad (3.5)$$

L'énergie des électrons étant reliée à la température électronique T_e par l'expression :

$$\varepsilon_e = \frac{3}{2} k_B T_e \quad (3.6)$$

Le flux de chaleur peut alors être exprimé par:

$$q_e = -\kappa \nabla_r T_e = -\kappa \frac{2}{3} \nabla_r \varepsilon_e = -\frac{5}{3} n_e D_e \nabla_r \varepsilon_e \quad (3.7)$$

⇒ On peut supposer que le flux de chaleur q_e est proportionnel au gradient de température électronique T_e dans le plasma.

Par analogie au flux des particules chargées, on définit également le flux d'énergie électronique :

$$\Phi_\varepsilon = n_e v_e \varepsilon_e = -\mu_e \varepsilon_e n_e E - \nabla_r (D_e n_e \varepsilon_e) \quad (3.8)$$

En remplaçant l'expression du flux énergétique dans l'équation (3.4), on obtient l'équation caractéristique de l'énergie électronique:

$$\frac{\partial (n_e \varepsilon_e)}{\partial t} + \frac{5}{3} \nabla_r (\Phi_\varepsilon) = -v_e n_e \varepsilon_e \quad (3.9)$$

3.4. EQUATIONS DU MODELE FLUIDE

Les modèles hydrodynamiques présentés sont des modèles électriques d'ordre un [Lo-1] [Gu-1] [Gu-2] [Ha-1..4] et d'ordre deux mono et bidimensionnel, qui décrivent le comportement électrique des décharges hors équilibre, en donnant les distributions spatio-temporelles des densités des particules chargées, de l'énergie des électrons et du champ

électrique. Ils tiennent compte aussi bien des phénomènes électriques perpendiculairement aux électrodes, que de l'expansion transversale de la décharge.

On peut déduire de ces distributions le courant de la décharge, la puissance dissipée dans le gaz et les termes sources d'ionisation et d'excitation des neutres.

Dans les paragraphes suivants, nous présentons les équations de transport des électrons et des ions et de l'énergie des électrons, dans une géométrie monodimensionnelle et bidimensionnelle.

3.4.1 Equations de transport pour le modèle 1D

3.4.1.1 Equations du modèle fluide d'ordre un

En utilisant les équations du paragraphe (2.4.2) et les simplifications du paragraphe (3.3.2), les équations de transport en géométrie mono cartésienne du modèle fluide d'ordre un, utilisant l'approximation du champ local s'écrivent :

A) pour les électrons

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial n_e v_e(E/N)}{\partial x} = S_e(E/N) \quad (3.10)$$

$$\Phi_e = n_e v_e(E/N) = -\mu_e(E/N) E n_e - \frac{\delta D_e(E/N) n_e}{\delta x} \quad (3.11)$$

Où:

- n_e et v_e sont respectivement la densité électronique et la vitesse moyenne des électrons
- μ_e et D_e sont respectivement la mobilité électronique et le coefficient de diffusion électronique.
- E représente le champ électrique.
- Φ_e est le flux électronique
- S_e représente le terme source ou opérateur de collision des électrons.

B) pour les ions

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i v_i(E/N)}{\partial x} = S_i(E/N) \quad (3.12)$$

$$\Phi_i = n_i v_i(E/N) = \mu_i(E/N) n_i E - \frac{\partial D_i(E/N) n_i}{\partial x} \quad (3.13)$$

Où :

- n_i et v_i représentent la densité ionique et la vitesse moyenne des ions
- μ_i et D_i sont respectivement la mobilité ionique, et le coefficient de diffusion ionique.
- Φ_i est le flux ionique.
- $S_i(E/N)$ est le terme source net ionique dépendant du champ électrique (réduit).

3.4.1.2 Equations du modèle fluide d'ordre deux

Les équations de transport en géométrie mono cartésienne du modèle fluide d'ordre deux, utilisant l'approximation de l'énergie locale, s'écrivent :

A) Pour les électrons

- **Equation de continuité**

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial n_e v_e(\varepsilon_e)}{\partial x} = S_e(\varepsilon_e) \quad (3.14)$$

- **Equation de dérive diffusion**

$$\Phi_e = n_e v_e(\varepsilon_e) = -\mu_e(\varepsilon_e) n_e - \frac{\delta D_e(\varepsilon_e) n_e}{\delta x} \quad (3.15)$$

Où:

- ε_e est l'énergie moyenne des électrons
- Le coefficient de diffusion électronique D_e est relié à la température électronique par l'expression:

$$D_e = \frac{\mu_e K_B T_e}{e} \quad (3.16)$$

- Φ_e est le flux électronique dépendant de l'énergie moyenne des électrons
- K_B est la constante de Boltzmann ($K_B = 1.3806210^{-23} \text{ J/}^\circ\text{K}$)

- **Equation de l'énergie des électrons**

L'équation de l'énergie des électrons (3.15); simplifiée en 1D donne la relation suivante:

$$\frac{\partial n_e \varepsilon_e}{\partial t} + \frac{5}{3} \frac{\partial n_e \varepsilon_e v_e(\varepsilon_e)}{\partial x} = S_\varepsilon(\varepsilon_e) \quad (3.17)$$

Où:

$$\Phi_\varepsilon = n_e \varepsilon_e v_e(\varepsilon_e) = -\mu_\varepsilon(\varepsilon_e) E \varepsilon_e n_e - \frac{\delta D_\varepsilon(\varepsilon_e) n_e}{\delta x} \quad (3.18)$$

Avec:

- ε_e est l'énergie moyenne des électrons
- $n_e \varepsilon_e$ représente la densité d'énergie électronique
- Φ_ε est le flux d'énergie électronique.
- S_ε est le terme source net d'énergie. Il permet de prendre en compte le transfert d'énergie cinétique lors des collisions élastiques et inélastiques entre les électrons, les neutres et les ions.

B) pour les ions

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i v_i(\varepsilon_e)}{\partial x} = S_i(\varepsilon_e) \quad (3.19)$$

$$\Phi_i = n_i v_i(\varepsilon_e) = \mu_i(\varepsilon_e) n_i E - \frac{\partial D_i(\varepsilon_e) n_i}{\partial x} \quad (3.20)$$

Où

- $S_i(\varepsilon_e)$ est le terme source net ionique dépendant de l'énergie électronique.

C) Champ électrique

Les particules chargées dans le milieu gazeux sont accélérées par le champ 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 positive et négative) va s'ajouter au champ extérieur.

Le potentiel électrique V ainsi que le champ électrique E sont donc les causes de la création des décharges lumineuses. Pour analyser les phénomènes électriques se produisant dans la décharge, il est nécessaire de connaître en chaque point de l'espace de la décharge, la valeur de ces deux grandeurs. Ils sont calculés en utilisant les équations de transport qui sont fortement couplées à l'équation de Poisson (équation 2.3), qui établit une relation entre le champ électrique et la charge d'espace dans l'espace inter électrodes :

$$\nabla E = \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{|e|}{\varepsilon_0} (n_i - n_e) \quad (3.21)$$

Et

$$\vec{E} = -\overline{\text{grad}V} \quad (3.22)$$

Avec : ε_0 la permittivité du vide ($\varepsilon_0 = 8.85410^{-14}$ Farad/cm) et la charge élémentaire ($e = 1.610^{-19}$ C).

3.4.2 Equations de transport pour le modèle 2D

De même, à partir des équations de base (2.7), (3.3) et (3.8), les grandeurs ($n_e, n_i, \varepsilon_e, E, \Phi_e, \Phi_i, \Phi_g, S, S_e$) sont exprimées en fonction des dimensions suivant l'axe X , l'axe Y et la variable temps t . Les paramètres de transport et les termes sources dépendent du champ local réduit dans le modèle fluide d'ordre un et de l'énergie moyenne électronique dans le modèle fluide d'ordre deux.

A) pour les électrons

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla_r \Phi_e = S_e \quad (3.23)$$

$$\Phi_e = -\mu_e E n_e - \nabla_r D_e n_e \quad (3.24)$$

En coordonnées cartésiennes, les composantes du flux électronique sont données par les expressions suivantes:

$$\Phi_{eL} = -\mu_e E_L n_e - \frac{\partial(D_e n_e)}{\partial x} \quad (3.25)$$

$$\Phi_{eT} = -\mu_e E_T n_e - \frac{\partial(D_e n_e)}{\partial y} \quad (3.26)$$

Avec:

- Φ_{eL} est le flux électronique longitudinal suivant l'axe X
- Φ_{eT} est le flux électronique transversal suivant l'axe Y

L'équation de l'énergie des électrons est donnée par la relation suivante:

$$\frac{\partial n_e \varepsilon_e}{\partial t} + \frac{5}{3} \nabla_r \Phi_\varepsilon = S_\varepsilon \quad (3.27)$$

$$\Phi_\varepsilon = -\mu_e E n_e \varepsilon_e - \nabla_r (D_e n_e \varepsilon_e) \quad (3.28)$$

B) pour les ions

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla_r \Phi_i = S_i \quad (3.29)$$

$$\Phi_i = \mu_i n_i E - \nabla_r (D_i n_i) \quad (3.30)$$

C) champ électrique

$$\nabla E = \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial E}{\partial y} = \frac{|e|}{\varepsilon_0} (n_i - n_e) \quad (3.31)$$

Avec :

$$E_L = -\frac{\partial V}{\partial x} \quad (3.32)$$

$$E_T = -\frac{\partial V}{\partial y} \quad (3.33)$$

Où:

- E_L est le champ électrique longitudinal suivant l'axe X
- E_T est le champ électrique transversal suivant l'axe Y

3.5 DISCRETISATION DES EQUATIONS DU MODELE EN 1D

Le but de ce paragraphe est de résoudre les équations de transport des particules chargées au sein d'un gaz soumis à un champ électrique dans une décharge lumineuse à pression réduite. Cette étude nous permettra de dresser les bases pour la modélisation des décharges lumineuses hors équilibre, en appliquant la méthode des différences finies.

3.5.1 Maillage du domaine d'étude

Le schéma numérique adopté pour le modèle est implicite. Les équations de transport de particules et l'équation de Poisson sont résolues au même instant. Les équations de continuité des ions et des électrons et celles de leurs énergies ont des formes voisines. Elles sont intégrées dans le temps selon le schéma de Cranck-Nicholson ou la méthode des différences finies. La discrétisation des équations du flux (les flux d'ions, d'électrons et énergie électronique) est basée sur le schéma exponentiel de Scharfetter et Gummel, [Sc-1] destiné initialement à la modélisation du transport des électrons, des trous dans les semi-conducteurs.

Le schéma de Scharfetter et Gummel est obtenu par intégration analytique de l'équation de quantité de mouvement entre deux points d'une grille (figure 3.1). Il conduit à une expression analytique du flux entre deux points de la grille spatiale. Ce schéma présente une stabilité numérique car il permet de décrire à la fois les conditions de faible champ et des champs élevés.

L'équation de transport est résolue dans un domaine D_I (figure 3.1) que l'on peut discrétiser en mailles élémentaires (figure 3.2). On résout l'équation pour des électrons qui se déplacent 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. Pour résoudre les équations de conservations hydrodynamiques, nous considérons des électrodes planes, parallèles et infinies. Le problème sera résolu d'abord de façon unidimensionnelle, puis bidimensionnelle. Les origines des coordonnées sont prises 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. Afin de résoudre les équations sur le domaine D_I , on établit un réseau de mailles qui le couvre [Ha-5]. Le domaine D_I , est donc défini par :

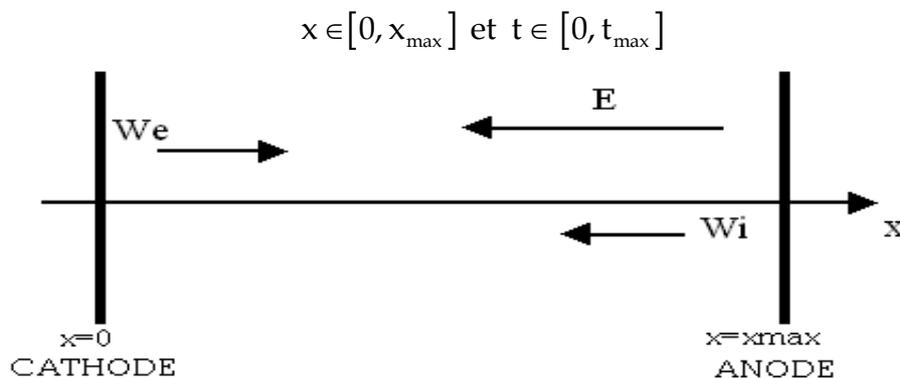


Figure 3.1 Domaine d'étude D_I du modèle 1D

- Si on appelle nt le nombre de mailles suivant le temps, le pas de calcul en temps régulier sera :

$$\Delta t = t_{\max} / nt \quad (3.34)$$

Deux temps successifs sont reliés par $t_{k+1} = t_k + \Delta t$

- Le pas qui définit la position peut être régulier ou non. (figure 3.2). On notera nx le nombre de mailles suivant la position x . Deux positions successives sont reliées par : $x_{i+1} = x_i + \Delta x$
- Chaque point $M_{i,k}$ appartenant au domaine d'étude est défini par ses coordonnées (x_i, t_k) .

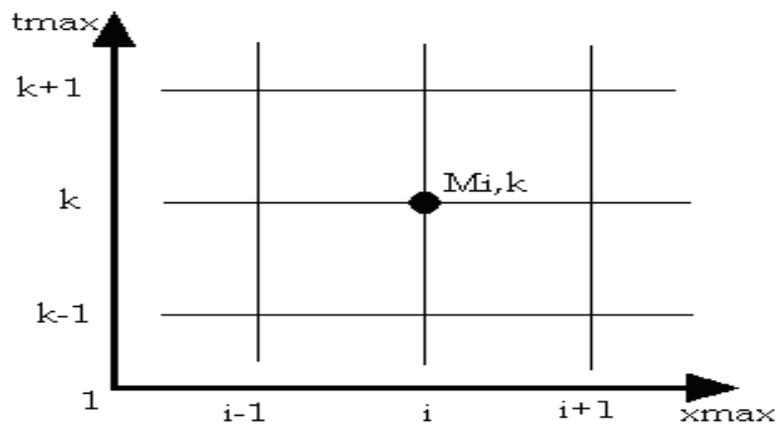


Figure 3.2 Discretisation du domaine D_I .

3.5.2 Discretisation des équations de transport

La discrétisation des équations de transport des particules dans une décharge lumineuse, d'ordre un, avec un terme source constant ont été développées par Hamid [Ha-1, 2]. Nous développerons dans ce qui suit une méthode générale de calcul aussi bien des densités des espèces que de l'énergie des électrons [Gu-1], avec les schémas numériques de type différences finies implicites avec flux exponentiel.

Les équations de continuité (3.14 et 3.19) et l'équation d'énergie (3.17), ont des formes générales similaires que l'on peut généraliser par l'expression suivante [Gu-2]:

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + K \frac{\partial \Phi(x,t)}{\partial x} = S(x,t) \quad (3.35)$$

Où :

- K est un facteur multiplicateur
- n décrit une densité de particules (électron ou ion : $K = 1$) ou une densité d'énergie des électrons ($K = 5/3$)

- Φ un flux de particules ($\Phi = \Phi_e$ ou $\Phi = \Phi_i$) ou un flux d'énergie électronique ($\Phi = \Phi_e$).
- S le terme source net ($S = S_e$ ou $S = S_i$ ou $S = S_e$)

En posant:

$$\Phi(x, t) = n(x, t) W(x, t) - \frac{\delta n(x, t) D(x, t)}{\delta x} \quad (3.36)$$

$\Phi(x, t)$ peut aussi s'écrire:

$$\Phi(x, t) = n(x, t) D(x, t) \frac{W(x, t)}{D(x, t)} - \frac{\delta n(x, t) D(x, t)}{\delta x} \quad (3.37)$$

Où W est la vitesse de dérive d'une particule : $W(x, t) = \mu(x, t) E(x, t)$

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

$$\Phi(x, t) = y(x, t) \frac{W(x, t)}{D(x, t)} - \frac{\partial y(x, t)}{\partial x} \quad (3.38)$$

L'équation est étudiée dans un domaine D_I 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 $[x_i, x_{i+1}]$, on suppose que le flux Φ , la vitesse de dérive W et le coefficient de diffusion D sont constants (figure 3.3) :

Notons :

$$\Phi_{i+1/2} : \quad \Phi(x, t) = \Phi(x_{i+1/2}, t) \quad (3.39)$$

$$W_{i+1/2} : \quad W(x, t) = W(x_{i+1/2}, t) \quad (3.40)$$

$$D_{i+1/2} : \quad D(x, t) = D(x_{i+1/2}, t) \quad (3.41)$$

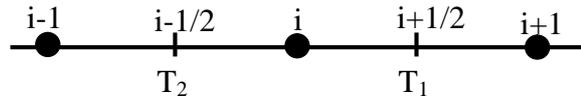


Figure 3.3 La maille élémentaire du modèle 1D

Sur l'intervalle $[i, i+1]$, l'équation (3.38) peut s'écrire :

$$\Phi_{i+1/2} = y(x, t) \frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} - \frac{\partial y(x, t)}{\partial x} \quad (3.42)$$

C'est une équation différentielle du premier degré dont la solution est de la forme:

$$y(x, t) = y_0 \exp\left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} x\right) + \frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \Phi_{i+1/2} \quad (3.43)$$

Au point x_i et $y(x, t) = y_i$, on déduit l'expression de la constante y_0 de l'équation (3.43) :

$$y_0 = \left[y_i - \frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \Phi_{i+1/2} \right] \exp\left(-\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} x_i\right) \quad (3.44)$$

L'expression de $y(x, t)$ (équation 3.43) devient :

$$y(x, t) = \left[y_i - \frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \Phi_{i+1/2} \right] \exp\left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} (x - x_i) \right) + \frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \Phi_{i+1/2} \quad (3.45)$$

L'expression (3.45) devient au point $x = x_{i+1}$, $y(x, t) = y_{i+1}$:

$$y_{i+1} = y_i \exp\left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} (x_{i+1} - x_i) \right) + \frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \Phi_{i+1/2} \left[1 - \exp\left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} (x_{i+1} - x_i) \right) \right] \quad (3.46)$$

En posant $\Delta x_+ = x_{i+1} - x_i$, $\Phi_{i+1/2}$ se déduit de l'équation (3.46) et s'écrit finalement :

$$\Phi_{i+1/2} = \frac{y_{i+1} - y_i \exp\left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} \Delta x_+ \right)}{\frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \left[1 - \exp\left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} \Delta x_+ \right) \right]} \quad (3.47)$$

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

$$\Phi_{i-1/2} = \frac{y_i - y_{i-1} \exp\left(\frac{W_{i-1/2}}{D_{i-1/2}} \Delta x_- \right)}{\frac{D_{i-1/2}}{W_{i-1/2}} \left[1 - \exp\left(\frac{W_{i-1/2}}{D_{i-1/2}} \Delta x_- \right) \right]} \quad (3.48)$$

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

Connaissant les flux $\Phi_{i+1/2}$ et $\Phi_{i-1/2}$ on peut maintenant écrire l'équation de transport en utilisant le schéma aux différences finies. Le premier terme de l'équation (3.35) est discrétisé au point x_i entre les instants t_{k+1} et t_k et le second terme entre les points x_{i+1} et x_i à l'instant t_k , soit :

$$\left. \frac{\delta n(x, t)}{\delta t} \right|_i^k = \frac{n_i^{k+1} - n_i^k}{\Delta t} \quad (3.49)$$

$$\left. \frac{\partial \Phi(x, t)}{\partial x} \right|_i^{k+1} = \frac{\Phi_{i+1/2}^{k+1} - \Phi_{i-1/2}^{k+1}}{\Delta x} \quad (3.50)$$

D'où l'équation (3.35) devient:

$$\frac{n_i^{k+1}}{\Delta t} - \frac{n_i^k}{\Delta t} + \frac{1}{\Delta x} \left[\Phi_{i+1/2}^{k+1} - \Phi_{i-1/2}^{k+1} \right] = S_i^k \quad (3.51)$$

En exprimant les termes $\Phi_{i+1/2}^{k+1}$, $\Phi_{i-1/2}^{k+1}$ des équations (3.47) et (3.48) à l'instant t_{k+1} , et en posant: $\Delta x_+ = \Delta x_- = \Delta x$, on obtient :

$$\Phi_{i+1/2}^{k+1} = \frac{y_{i+1}^{k+1} - y_i^{k+1} \exp\left(\frac{W_{i+1/2}^k}{D_{i+1/2}^k} \Delta x\right)}{\frac{D_{i+1/2}^k}{W_{i+1/2}^k} \left[1 - \exp\left(\frac{W_{i+1/2}^k}{D_{i+1/2}^k} \Delta x\right)\right]} \quad (3.52)$$

$$\Phi_{i-1/2}^{k+1} = \frac{y_i^{k+1} - y_{i-1}^{k+1} \exp\left(\frac{W_{i-1/2}^k}{D_{i-1/2}^k} \Delta x\right)}{\frac{D_{i-1/2}^k}{W_{i-1/2}^k} \left[1 - \exp\left(\frac{W_{i-1/2}^k}{D_{i-1/2}^k} \Delta x\right)\right]} \quad (3.53)$$

Avec:

$$\left\{ \begin{array}{l} W_{i+1/2}^k = \mu_{i+1/2}^k E_{i+1/2}^k \\ E_{i+1/2}^k = \frac{v_{i+1}^k - v_i^k}{\Delta x} \\ y_{i+1}^{k+1} = n_{i+1}^{k+1} D_{i+1}^k \end{array} \right. \quad \text{et} \quad \left\{ \begin{array}{l} W_{i-1/2}^k = \mu_{i-1/2}^k E_{i-1/2}^k \\ E_{i-1/2}^k = \frac{v_i^k - v_{i-1}^k}{\Delta x} \\ y_{i-1}^{k+1} = n_{i-1}^{k+1} D_{i-1}^k \end{array} \right. \quad (3.54)$$

Et

$$y_i^{k+1} = n_i^{k+1} D_i^k \quad (3.55)$$

On définit les termes T_1 et T_2 par:

$$T_1 = -s \frac{\mu_{i+1/2}^k}{D_{i+1/2}^k} (V_{i+1}^k - V_i^k) \quad (3.56)$$

$$T_2 = -s \frac{\mu_{i-1/2}^k}{D_{i-1/2}^k} (V_i^k - V_{i-1}^k) \quad (3.57)$$

Avec:

- $s = -1$ pour les électrons
- $s = 1$ pour les ions

On multiplie le numérateur des expressions des flux, équations (3.47 et 3.48) par $(\Delta x/\Delta x)$, on remplace y par son expression (équations 3.54, 3.55) et on introduit les paramètres T_1 et T_2 . On retrouve les équations finales des flux, aux points $(i-1/2)$ et $(i+1/2)$ à l'instant $(k+1)$, suivantes :

$$\Phi_{i+1/2}^{k+1} = \frac{n_{i+1}^{k+1} D_{i+1}^k - n_i^{k+1} D_i^k \exp(T_1)}{\Delta x^2 [1 - \exp(T_1)]} T_1 \quad (3.58)$$

$$\Phi_{i-1/2}^{k+1} = \frac{n_i^{k+1} D_i^k - n_{i-1}^{k+1} D_{i-1}^k \exp(T_2)}{\Delta x^2 [1 - \exp(T_2)]} T_2 \quad (3.59)$$

En remplaçant chaque terme discrétisé des flux dans l'équation (3.51) on obtient finalement:

$$\begin{aligned} & n_{i-1}^{k+1} \left[-K \frac{D_{i-1}^k \exp(T_2)}{\Delta x^2} \frac{T_2}{\exp(T_2) - 1} \right] + \\ & n_i^{k+1} \left[\frac{1}{\Delta t} + K \frac{D_i^k \exp(T_1)}{\Delta x^2} \frac{T_1}{\exp(T_1) - 1} + K \frac{D_i^k}{\Delta x^2} \frac{T_2}{\exp(T_2) - 1} \right] + \\ & n_{i+1}^{k+1} \left[-K \frac{D_{i+1}^k}{\Delta x^2} \frac{T_1}{\exp(T_1) - 1} \right] = S_i^k + \frac{n_i^k}{\Delta t} \end{aligned} \quad (3.60)$$

Pour obtenir l'équation de continuité discrétisée des électrons ou des ions, on remplace n par n_e ou n_i , D par D_e ou D_i , K par 1 et S par S_e ou S_i dans l'expression (3.60):

$$\begin{aligned} & n_{i-1}^{k+1} \left[-\frac{D_{i-1} \exp(T_2)}{\Delta x^2} \frac{T_2}{\exp(T_2) - 1} \right] + \\ & n_i^{k+1} \left[\frac{1}{\Delta t} + \frac{D_i \exp(T_1)}{\Delta x^2} \frac{T_1}{\exp(T_1) - 1} + \frac{D_i}{\Delta x^2} \frac{T_2}{\exp(T_2) - 1} \right] + \\ & n_{i+1}^{k+1} \left[-\frac{D_{i+1}}{\Delta x^2} \frac{T_1}{\exp(T_1) - 1} \right] = S_i^k + \frac{n_i^k}{\Delta t} \end{aligned} \quad (3.61)$$

Et l'équation de l'énergie des électrons discrétisée en 1D est donnée par l'expression suivante:

$$\begin{aligned} & n_e \varepsilon_{ei-1}^{k+1} \left[-\frac{5 D_{ei-1} \exp(T_2)}{3 \Delta x^2} \frac{T_2}{\exp(T_2) - 1} \right] + \\ & n_e \varepsilon_{ei}^{k+1} \left[\frac{1}{\Delta t} + \frac{5 D_{ei} \exp(T_1)}{3 \Delta x^2} \frac{T_1}{\exp(T_1) - 1} + \frac{5 D_{ei}}{3 \Delta x^2} \frac{T_2}{\exp(T_2) - 1} \right] + \\ & n_e \varepsilon_{ei+1}^{k+1} \left[-\frac{5 D_{ei+1}}{3 \Delta x^2} \frac{T_1}{\exp(T_1) - 1} \right] = S_{ei}^k + \frac{n_e \varepsilon_{ei}^k}{\Delta t} \end{aligned} \quad (3.62)$$

Les équations (3.61) et (3.62) montrent que les termes de droite $(S_i^k + \frac{n_i^k}{\Delta t})$ et $(S_{ei}^k + \frac{n_e \epsilon_{ei}^k}{\Delta t})$ sont connus à l'instant k et les trois densités de charges n_{i-1}^{k+1} , n_i^{k+1} , et n_{i+1}^{k+1} , et les trois densités d'énergies $n_e \epsilon_{ei-1}^{k+1}$, $n_e \epsilon_{ei}^{k+1}$, et $n_e \epsilon_{ei+1}^{k+1}$ sont inconnues à l'instant $k+1$.

3.5.3 Discrétisation de l'équation de Poisson

L'équation de Poisson à discrétiser en géométrie cartésienne monodimensionnelle à l'instant t_k et à la position x_i s'écrit :

$$\Delta V(x_i, t_{k+1}) = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i(x_i, t_k) - n_e(x_i, t_k)) \quad (3.63)$$

Avec:

$$\Delta V(x_i, t_{k+1}) = \Delta V_i^{k+1} = \left. \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right|_i^{k+1} \quad (3.64)$$

La charge d'espace nette étant définie par:

$$\rho(x_i, t_k) = \rho_i^k = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i(x_i, t_k) - n_e(x_i, t_k)) \quad (3.65)$$

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

$$\left. \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right|_i^{k+1} = \frac{V_{i-1}^{k+1} - 2V_i^{k+1} + V_{i+1}^{k+1}}{\Delta x^2} \quad (3.66)$$

D'où l'équation de poisson (3.57) discrétisée devient:

$$V_{i-1}^{k+1} - 2V_i^{k+1} + V_{i+1}^{k+1} = \Delta x^2 \rho_i^k \quad (3.67)$$

L'équation (3.67) montre que le terme de droite $\Delta x^2 \rho_i^k$ est connu à l'instant k et les potentiels V_{i-1}^{k+1} , V_i^{k+1} et V_{i+1}^{k+1} sont inconnus à l'instant $k+1$.

3.5.4 Résolution des équations discrétisées en 1D

L'équation de continuité discrétisée des électrons ou des ions (équation 3.61), et l'équation de l'énergie des électrons discrétisée (équation 3.62), présentent une forme voisine à :

$$a_i n_{i-1}^{k+1} + b_i n_i^{k+1} + c_i n_{i+1}^{k+1} = d_i^k \quad (3.68)$$

Où les coefficients a_i , b_i , et c_i sont des expressions fonction des paramètres de transport. De même l'équation de poisson (équation 3.67) se présente sous la forme :

$$a_i V_{i-1}^{k+1} + b_i V_i^{k+1} + c_i V_{i+1}^{k+1} = d_i^k \quad (3.69)$$

Où les coefficients a_i , b_i , et c_i sont des constantes.

Les deux équations ont des formes voisines, ainsi en faisant varier i de 2 à (n_x-1) , chacune forme un système linéaire d'équations à matrice tri diagonale qui est de la forme classique suivante:

$$\begin{aligned} b_1 V_2 + c_1 V_3 &= d_1 \\ a_i V_{i-1} + c_i V_{i+1} &= d_i \quad \text{avec } i=2,3,4,\dots,n_x-1 \\ a_{n_x-1} V_{n_x-2} + b_{n_x-1} V_{n_x-1} &= d_{n_x-1} \end{aligned} \quad (3.70)$$

Les valeurs V_1 et V_{n_x} (ou n_1 et n_{n_x}) sont connues grâce aux conditions aux limites, ainsi que les valeurs d_1, d_2, \dots, d_{n_x} . Les valeurs inconnues qu'on doit déterminer sont les valeurs des potentiels V_i (ou densités n_i), pour i variant de 2 à n_x-1 , pour cela on utilise l'une des méthodes de résolution des matrices tri diagonales, c'est la méthode à double balayage. C'est une méthode directe et efficace, pour cela on utilisera l'algorithme de Thomas [No-1],[Ha-5]:

La même méthode de résolution est utilisée pour le calcul des autres grandeurs telles que les densités des électrons et des ions et la densité d'énergie des électrons.

3.6 DISCRETISATION DES EQUATIONS DU MODELE EN 2D

3.6.1 Discrétisation des équations de transport

Dans ce paragraphe nous allons discrétiser l'équation de transport et l'équation de l'énergie électronique du modèle 2D de la décharge. La figure (3.4) présente la configuration géométrique (cartésienne) des électrodes. La discrétisation du modèle 2D utilise le schéma des différences finies à flux exponentiel. A cet effet le pas dans le temps et les deux pas de position suivant l'axe X et Y sont réguliers.

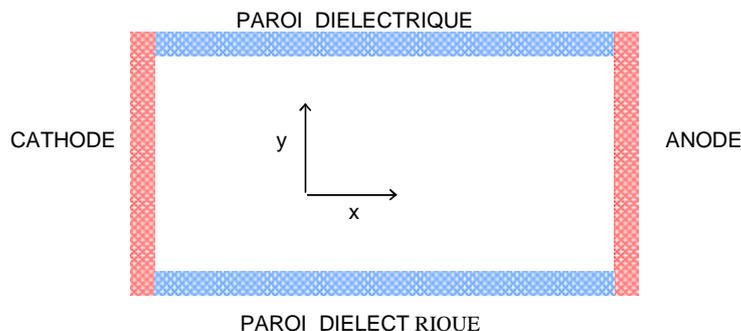


Figure 3.4 Domaine d'étude D_2 du modèle 2D

En se basant sur les équations de transport des électrons et des ions (3.23, 3.29) et l'équation de l'énergie (3.27) en 2D, on obtient la forme générale suivante:

$$\frac{\partial n(x, y, t)}{\partial t} + K \frac{\partial \Phi(x, y, t)}{\partial x} + K \frac{\partial \Phi(x, y, t)}{\partial y} = S(x, y, t) \quad (3.71)$$

Dans ce domaine de modélisation, sur l'intervalle $[x_{i-1}, x_{i+1}]$ et $[y_{i-1}, y_{i+1}]$, la maille élémentaire des densités est donc :

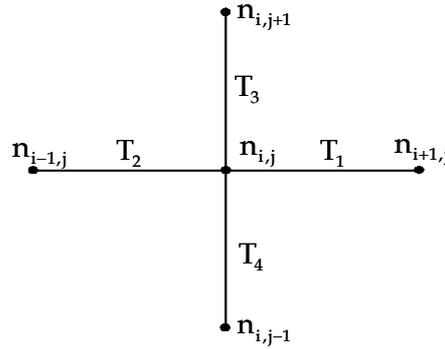


Figure 3.5 Maille élémentaire du domaine D_2

Comme pour le modèle 1D, le terme densité de l'équation (3.71) est discrétisé par la méthode des différences finies, au point x_i entre les instants t_{k+1} et t_k et le terme de flux est discrétisé par la méthode des différences finies centrées, entre les points (x_{i+1}, x_i) et (y_{i+1}, y_i) à l'instant t_k , soit donc:

$$\left. \frac{\partial n(x, y, t)}{\partial t} \right|_{i,j}^{k+1} = \frac{n_{i,j}^{k+1} - n_{i,j}^k}{\Delta t} \quad (3.72)$$

$$\left. \frac{\partial \Phi(x, y, t)}{\partial x} \right|_{i,j}^{k+1} = \frac{\Phi_{i+1/2,j}^{k+1} - \Phi_{i-1/2,j}^{k+1}}{\Delta x} \quad (3.73)$$

$$\left. \frac{\partial \Phi(x, y, t)}{\partial y} \right|_{i,j}^{k+1} = \frac{\Phi_{i,j+1/2}^{k+1} - \Phi_{i,j-1/2}^{k+1}}{\Delta y} \quad (3.74)$$

Par un raisonnement analogue au modèle 1D, on peut déduire le terme $\Phi_{i+1/2,j}^{k+1}$:

$$\Phi_{i+1/2,j}^{k+1} = \frac{y_{i+1,j}^{k+1} - y_{i,j}^{k+1} \exp\left(\frac{w_{i+1/2,j}^k \Delta x}{D_{i+1/2,j}^k}\right)}{\frac{D_{i+1/2,j}^k}{w_{i+1/2,j}^k} \left[1 - \exp\left(\frac{w_{i+1/2,j}^k \Delta x}{D_{i+1/2,j}^k}\right)\right]} \quad (3.75)$$

Avec:

$$w_{i+1/2,j}^k = \mu_{i+1/2,j}^k E_{i+1/2,j}^k \quad (3.76)$$

$$y_{i+1,j}^{k+1} = n_{i+1,j}^{k+1} D_{i+1,j}^k \quad \text{et} \quad y_{i,j}^{k+1} = n_{i,j}^{k+1} D_{i,j}^k \quad (3.77)$$

$$E_{i+1/2,j}^k = \frac{V_{i+1,j}^k - V_{i,j}^k}{\Delta x} \quad (3.78)$$

En remplaçant ces expressions dans l'équation (3.75) et en multipliant par $(\Delta x/\Delta x)$ on obtient :

$$\Phi_{i+1/2,j}^{k+1} = \frac{n_{i+1,j}^{k+1} D_{i+1,j}^k - n_{i,j}^{k+1} D_{i,j}^k \exp(T_1) T_1}{\Delta x^2 [1 - \exp(T_1)]} \quad (3.79)$$

De la même manière on calcule les flux $\Phi_{i-1/2,j}^{k+1}$, $\Phi_{i+1/2,j}^{k+1}$, $\Phi_{i,j-1/2}^{k+1}$ et $\Phi_{i,j+1/2}^{k+1}$:

$$\Phi_{i-1/2,j}^{k+1} = \frac{n_{i,j}^{k+1} D_{i,j}^k - n_{i-1,j}^{k+1} D_{i-1,j}^k \exp(T_2) T_2}{\Delta x^2 [1 - \exp(T_2)]} \quad (3.80)$$

$$\Phi_{i,j+1/2}^{k+1} = \frac{n_{i,j+1}^{k+1} D_{i,j+1}^k - n_{i,j}^{k+1} D_{i,j}^k \exp(T_3) T_3}{\Delta y^2 [1 - \exp(T_3)]} \quad (3.81)$$

$$\Phi_{i,j-1/2}^{k+1} = \frac{n_{i,j}^{k+1} D_{i,j}^k - n_{i,j-1}^{k+1} D_{i,j-1}^k \exp(T_4) T_4}{\Delta y^2 [1 - \exp(T_4)]} \quad (3.82)$$

Avec:

$$T_1 = -s \frac{\mu_{i+1/2,j}^k}{D_{i+1/2,j}^k} (V_{i+1,j}^k - V_{i,j}^k) \quad (3.83)$$

$$T_2 = -s \frac{\mu_{i-1/2,j}^k}{D_{i-1/2,j}^k} (V_{i,j}^k - V_{i-1,j}^k) \quad (3.84)$$

$$T_3 = -s \frac{\mu_{i,j+1/2}^k}{D_{i,j+1/2}^k} (V_{i,j+1}^k - V_{i,j}^k) \quad (3.85)$$

$$T_4 = -s \frac{\mu_{i,j-1/2}^k}{D_{i,j-1/2}^k} (V_{i,j}^k - V_{i,j-1}^k) \quad (3.86)$$

Les termes T_i sont figurés dans la maille élémentaire de la figure (3.5).

En remplaçant chaque terme discrétisé par son expression dans l'équation (3.71) on obtient finalement :

$$\begin{aligned} & n_{i-1,j}^{k+1} \left[K \frac{D_{i-1,j}^k \exp(T_2) T_2}{\Delta x^2 [1 - \exp(T_2)]} \right] + n_{i,j}^{k+1} \left[\frac{1}{\Delta t} - K \frac{D_{i,j}^k \exp(T_1) T_1}{\Delta x^2 [1 - \exp(T_1)]} - K \frac{D_{i,j}^k T_2}{\Delta x^2 [1 - \exp(T_2)]} \right. \\ & \left. - K \frac{D_{i,j}^k \exp(T_3)}{\Delta y^2 [1 - \exp(T_3)]} T_3 - K \frac{D_{i,j}^k T_4}{\Delta y^2 [1 - \exp(T_4)]} \right] + n_{i+1,j}^{k+1} \left[K \frac{D_{i+1,j}^k T_1}{\Delta x^2 [1 - \exp(T_1)]} \right] + \quad (3.87) \\ & n_{i,j+1}^{k+1} \left[K \frac{D_{i,j+1}^k T_3}{\Delta y^2 [1 - \exp(T_3)]} \right] + n_{i,j-1}^{k+1} \left[K \frac{D_{i,j-1}^k \exp(T_4) T_4}{\Delta y^2 [1 - \exp(T_4)]} \right] = S_{i,j}^k + \frac{n_{i,j}^k}{\Delta t} \end{aligned}$$

L'équation de transport des électrons et des ions du modèle 2D est obtenue en remplaçant n par n_e ou n_i , D par D_e ou D_i , K par 1 et S par S_e ou S_i dans l'expression (3.87) :

$$\begin{aligned} & n_{i-1,j}^{k+1} \left[\frac{D_{i-1,j} \exp T_2}{\Delta x^2 (1 - \exp T_2)} T_2 \right] + n_{i,j}^{k+1} \left[\frac{1}{\Delta t} - \frac{D_{i,j} \exp T_1}{\Delta x^2 (1 - \exp T_1)} T_1 - \frac{D_{i,j} T_2}{\Delta x^2 (1 - \exp T_2)} \right. \\ & \left. - \frac{D_{i,j} \exp T_3}{\Delta y^2 (1 - \exp T_3)} T_3 - \frac{D_{i,j} T_4}{\Delta y^2 (1 - \exp T_4)} \right] + n_{i+1,j}^{k+1} \left[\frac{D_{i+1,j} T_1}{\Delta x^2 (1 - \exp T_1)} \right] \quad (3.88) \\ & + n_{i,j-1}^{k+1} \left[\frac{D_{i,j-1} \exp T_4}{\Delta y^2 (1 - \exp T_4)} \right] T_4 + n_{i,j+1}^{k+1} \left[\frac{D_{i,j+1} T_3}{\Delta y^2 (1 - \exp T_3)} \right] = \frac{n_{i,j}^k}{\Delta t} + S_{i,j}^k \end{aligned}$$

De même, pour obtenir l'équation de l'énergie des électrons en 2D on remplace n par $n_e \varepsilon_e$, K par $5/3$ et S par S_e dans l'expression (3.87).

$$\begin{aligned}
& n_e \varepsilon_{ei-l,j}^{k+1} \left[\frac{5}{3} \frac{D_{i-l,j} \exp T_2}{\Delta x^2 (1 - \exp T_2)} T_2 \right] + n_e \varepsilon_{ei,j}^{k+1} \left[\frac{1}{\Delta t} - \frac{5}{3} \frac{D_{i,j} \exp T_1}{\Delta x^2 (1 - \exp T_1)} T_1 - \frac{5}{3} \frac{D_{i,j} T_2}{\Delta x^2 (1 - \exp T_2)} \right. \\
& \left. - \frac{5}{3} \frac{D_{i,j} \exp T_3}{\Delta y^2 (1 - \exp T_3)} T_3 - \frac{5}{3} \frac{D_{i,j} T_4}{\Delta y^2 (1 - \exp T_4)} \right] + n_e \varepsilon_{ei+l,j}^{k+1} \left[\frac{5}{3} \frac{D_{i+l,j} T_1}{\Delta x^2 (1 - \exp T_1)} \right] \\
& + n_e \varepsilon_{ei,j-1}^{k+1} \left[\frac{5}{3} \frac{D_{i,j-1} \exp T_4}{\Delta y^2 (1 - \exp T_4)} \right] T_4 + n_e \varepsilon_{ei,j+1}^{k+1} \left[\frac{5}{3} \frac{D_{i,j+1} T_3}{\Delta y^2 (1 - \exp T_3)} \right] = \frac{n_e \varepsilon_{ei,j}^k}{\Delta t} + S_{ei,j}^k
\end{aligned} \tag{3.89}$$

3.6.2 Discrétisation de l'équation de Poisson

L'équation de Poisson adaptée à une géométrie cartésienne bidimensionnelle est discrétisée en utilisant la méthode des différences finies centrées.

En 2D l'équation (3.31), en fonction du potentiel, s'écrit :

$$\frac{\delta^2 V(x, y)}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 V(x, y)}{\delta y^2} = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e) \tag{3.90}$$

En l'adaptant à la maille élémentaire du domaine D_2 :

$$\Delta^2 V(x_i, y_j, t_{k+1}) = \frac{\partial^2 V(x_i, y_j, t_{k+1})}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V(x_i, y_j, t_{k+1})}{\partial y^2} \tag{3.91}$$

Chaque terme est discrétisé à l'aide de la méthode des différences finies centrées :

$$\left. \frac{\partial^2 V(x_i, y_j, t_{k+1})}{\partial x^2} \right|_{i,j} = \frac{V_{i-1,j}^{k+1} - 2V_{i,j}^{k+1} + V_{i+1,j}^{k+1}}{\Delta x^2} \tag{3.92}$$

$$\left. \frac{\partial^2 V(x_i, y_j, t_{k+1})}{\partial y^2} \right|_{i,j} = \frac{V_{i,j-1}^{k+1} - 2V_{i,j}^{k+1} + V_{i,j+1}^{k+1}}{\Delta y^2} \tag{3.93}$$

En remplaçant chaque terme par son expression dans l'équation (3.90), on obtient l'équation de Poisson discrétisée:

$$\begin{aligned}
V_{i-1,j}^{k+1} \left(\frac{1}{\Delta x^2} \right) - 2 V_{i,j}^{k+1} \left(\frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta x^2} \right) + V_{i+1,j}^{k+1} \left(\frac{1}{\Delta x^2} \right) + \\
V_{i,j-1}^{k+1} \left(\frac{1}{\Delta y^2} \right) + V_{i,j+1}^{k+1} \left(\frac{1}{\Delta y^2} \right) = \rho_{i,j}^k
\end{aligned} \tag{3.94}$$

Avec la charge nette:

$$\rho_{i,j}^k = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i(x_i, y_j, t_k) - n_e(x_i, y_j, t_k)) \tag{3.95}$$

Les équations obtenues (3.88, 3.89, (3.94), forment un système linéaire d'équations dont la matrice est tridiagonale. Nous allons, dans ce qui suit, illustrer de manière succincte les techniques de résolution.

3.6.3 Résolution des équations de transport en 2D

Les équations discrétisées du modèle 2D, il s'agit de l'équation de transport des électrons et des ions (équation 3.88), et l'équation de l'énergie des électrons (équation 3.89), se présentent sous une forme voisine :

$$a_{i,j} n_{i-1,j}^{k+1} + b_{i,j} n_{i,j}^{k+1} + c_{i,j} n_{i+1,j}^{k+1} + d_{i,j} n_{i,j-1}^{k+1} + e_{i,j} n_{i,j+1}^{k+1} = f_{i,j}^k \tag{3.96}$$

En supposant que les valeurs $n_{i,j-1}^{k+1}$ et $n_{i,j+1}^{k+1}$ sont connues, elles sont issues d'une première solution arbitraire correspondant à la première itération des calculs. Le nouveau système obtenu s'écrit:

$$a_{i,j} n_{i-1,j}^{k+1} + b_{i,j} n_{i,j}^{k+1} + c_{i,j} n_{i+1,j}^{k+1} = f_{i,j}^k - d_{i,j} n_{i,j-1}^{k+1} - e_{i,j} n_{i,j+1}^{k+1} \tag{3.97}$$

Comme pour le modèle 1D, l'équation obtenue forme un système linéaire d'équations dont la matrice est tridiagonale. Chacune d'elle, va être résolue par une méthode itérative de sur relaxation combinée à l'algorithme de Thomas pour les matrices tridiagonales [No-1].

Pour chaque valeur de l'indice j , lorsque i varie de 2 à n_x-1 on aura une matrice tridiagonale. On utilise l'algorithme de Thomas déjà développé dans le code 1D, pour calculer les valeurs $n_{i,j}^{k+1}$, ensuite, on passe à la valeur suivante de j et ainsi de suite. Lorsque toutes les valeurs de j seront considérées, on obtient la grandeur ($n_{i,j}^{k+1}$) en tout point du domaine de définition D_2 .

Cette solution correspond à la première itération. La solution ainsi obtenue est remise dans le membre de droite de l'équation (3.92) afin de donner une nouvelle estimation des grandeurs $n_{i,j}^{k+1}$ et $n_{i,j+1}^{k+1}$. A chaque itération, la nouvelle estimation converge de plus en

plus vers la solution recherchée. On continuera donc les itérations successives jusqu'au degré de convergence souhaité.

Dans le but d'accélérer la convergence, on utilise un facteur de sur relaxation ω (d'où le nom de la méthode) compris entre les valeurs 1 et 2 qui est en fait un coefficient par lequel on multiplie les grandeurs supposées connues ($n_{i,j}^{k+1}$ et $n_{i,j+1}^{k+1}$). En général, la valeur de ce facteur ω n'est pas connue. A priori; des essais sont nécessaires pour le déterminer.

3.6.4 Résolution de l'équation de Poisson en 2D

En posant $\Delta x = \Delta y$, l'équation de Poisson discrétisée (3.94) s'écrit sous la forme suivante:

$$V_{i-1,j} - 4V_{i,j} + V_{i+1,j} + V_{i,j-1} + V_{i,j+1} = \rho_{i,j} \Delta x^2 \quad (3.98)$$

Bien que l'équation de Poisson discrétisée forme un système d'équation à matrice tridiagonale et peut être résolue par la méthode itérative de sur relaxation combinée à l'algorithme de Thomas. Néanmoins les temps de calcul restent trop importants surtout lorsqu'on veut la coupler aux équations de transport en géométrie bidimensionnelle. C'est pourquoi dans nos calculs, nous avons utilisé une autre approche de résolution de l'équation de Poisson basée sur l'utilisation de la Transformée de Fourier Rapide (FFT) [Be-2]. Cette méthode est réputée pour sa rapidité et est bien adaptée à l'équation de Poisson.

Hamid [Ha-3, 4, 5] a utilisé la technique de la FFT pour la résolution de l'équation de Poisson d'un modèle fluide d'ordre un en 2D. Il a effectué un test de comparaison entre la technique de la FFT et la méthode de sur relaxation en effectuant des tests de validité et de rapidité entre ces deux techniques numériques. Les résultats de la comparaison montrent que le temps de calcul effectué par la méthode de sur relaxation est plus important par rapport à la FFT au fur est à mesure que les pas d'intégration suivant x et y diminuent.

Pas d'intégration	Méthode de la FFT	Méthode de sur relaxation
	Temps de calcul réduit	
$n_x = n_y = 50$	1.00	34.90
$n_x = n_y = 100$	1.00	118.70
$n_x = n_y = 150$	1.00	268.01
$n_x = n_y = 200$	1.00	317.35

Tableau 3.1 Comparaison des temps de calcul entre la méthode de la sur-relaxation et la méthode de la FFT pour la résolution de l'équation de Poisson avec une charge nette nulle.

3.7 ORGANIGRAMMES DU MODELE FLUIDE D'ORDRE DEUX

En application de ces calculs complexes, nous présentons d'une manière succincte, la procédure suivie dans nos codes numériques pour la détermination des caractéristiques de la décharge luminescente en 1D et 2D, par des organigrammes illustrés par les figures (3.6) et (3.7).

Les données de base nécessaires pour l'amorçage de l'étude de la décharge par le modèle hydrodynamique, sont les paramètres tels; la distance inter électrodes, la pression et la température du gaz, les conditions aux limites et initiales du potentiel, des densités électronique et ionique et de l'énergie des électrons, ainsi que le terme source de paires électron-ion et leurs paramètres de transport.

Les équations élaborées sont générales. On peut alors simuler des décharges avec des paramètres de transport constants ou variables.

Après la résolution des équations de transport et l'équation de l'énergie, on obtient la charge d'espace qui permet de calculer le nouveau champ électrique qui règne dans l'espace inter électrodes.

On peut alors recalculer les paramètres de transport des particules correspondant à ce champ électrique \vec{E} , dans le cas où ils sont variables et l'énergie électronique ϵ_e , puis résoudre les équations macroscopiques, recalculer la charge d'espace, et ainsi de suite. Cette boucle est effectuée jusqu'à ce que le temps maximum fixé pour la simulation soit écoulé ou encore jusqu'à la convergence.

3.7.1 Organigramme synoptique du modèle fluide d'ordre deux en 1D

En fin de ce chapitre, on se propose de présenter un récapitulatif des différentes étapes de calcul des grandeurs électriques d'une décharge luminescente, du modèle fluide d'ordre deux, par des organigrammes illustrés par les figures (3.6) et (3.7). Les grandeurs physiques à calculer sont représentées par la variable générale Q_i^k en 1D, et $Q_{i,j}^k$ en 2D à l'instant t^k .

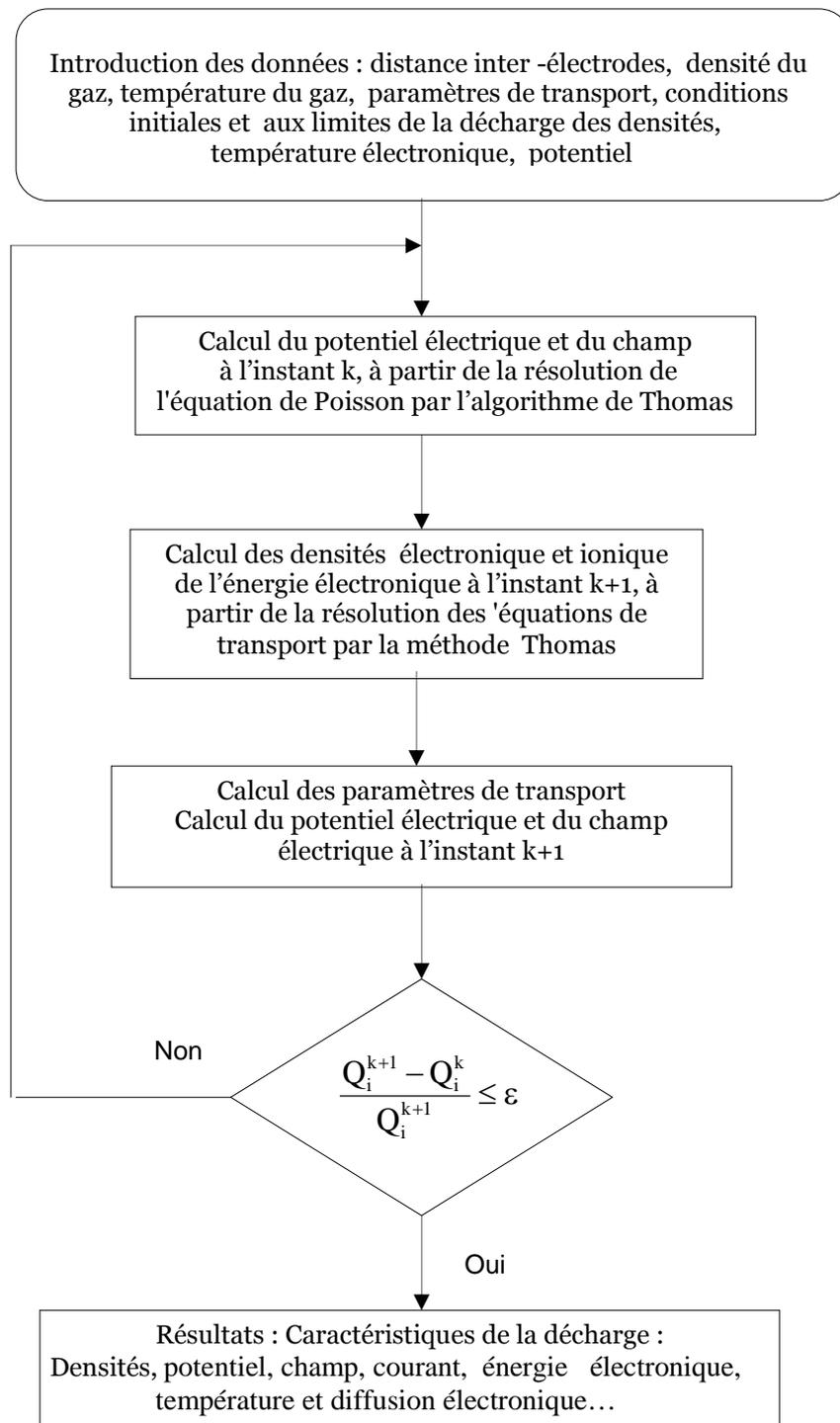


Figure 3. 6 Organigramme du modèle numérique 1D pour la simulation de la décharge lumineuse.

3.7.2 Organigramme synoptique du modèle fluide d'ordre deux en 2D

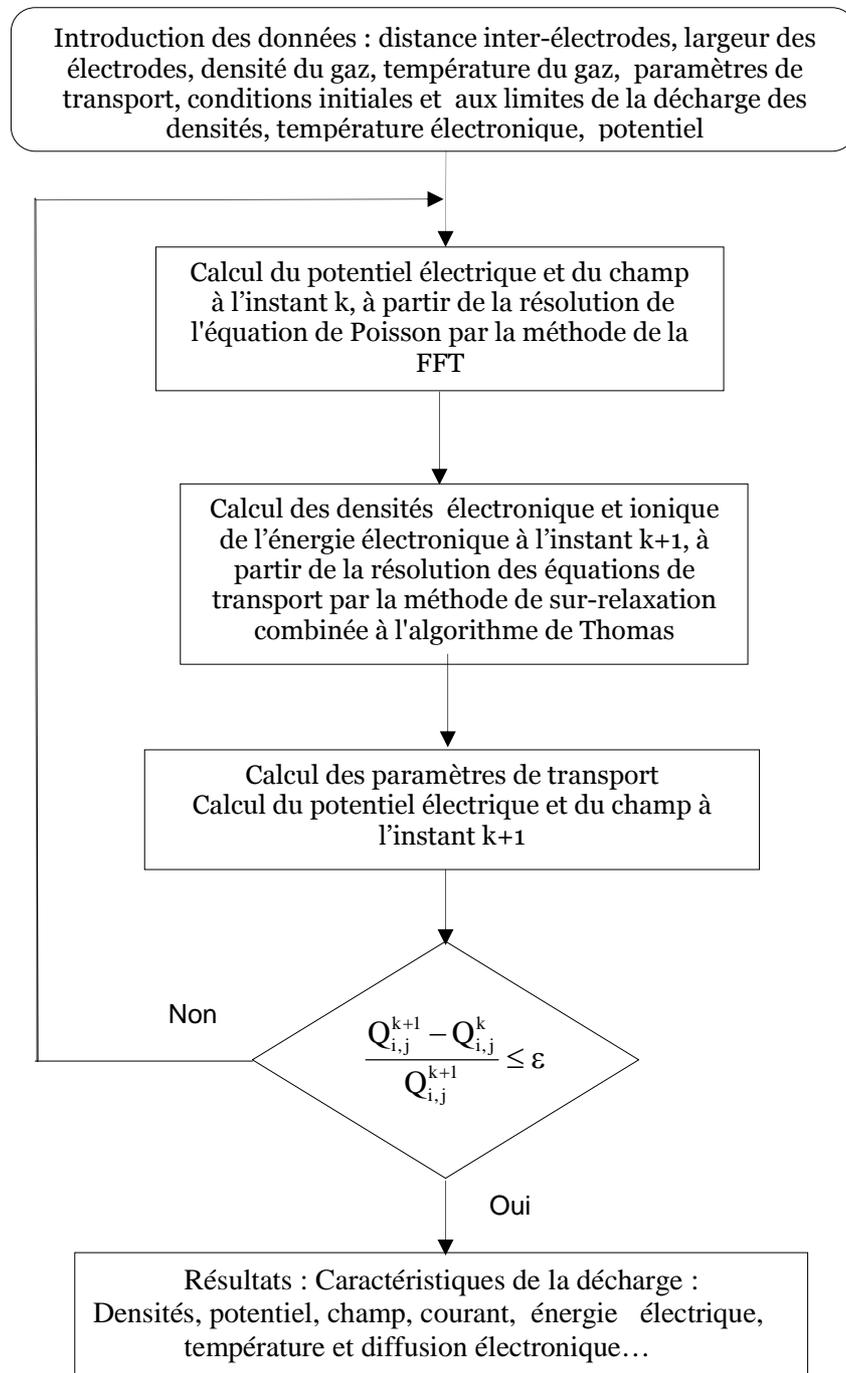


Figure 3.7 Organigramme du modèle numérique 2D pour la simulation de la décharge lumineuse.

3.8 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté les modèles hydrodynamiques utilisés dans notre code numérique pour la modélisation d'une décharge luminescente en 1D et 2D, en régime continu. Ces modèles sont basés sur la résolution des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann qui sont l'équation de continuité, l'équation de transfert de la quantité de mouvement, et l'équation de conservation de l'énergie. Ces équations sont couplées de façon auto cohérente à l'équation de Poisson. Nous avons développé les outils numériques nécessaires à la simulation de ce type de décharge électrique. Les équations de transport et de l'énergie sont discrétisées par la méthode des différences finies à flux exponentiel. Dans le modèle 1D la résolution est effectuée par la technique de Thomas et dans le modèle 2D par la technique de sur relaxation combinée à l'algorithme de Thomas. L'équation de Poisson est discrétisée par la méthode des différences finies centrées dont la résolution en 1D est également effectuée par la technique de Thomas et en 2D la résolution est effectuée par une méthode plus puissante qui est la technique de la FFT.

Les équations élaborées dans les codes numérique 1D et 2D sont générales, elles peuvent d'une part, être appliquées aux décharges hors équilibre dominées par des phénomènes importants de charge d'espace, et d'autre part permettre d'étudier plusieurs cas typiques de décharges luminescentes classiques entretenues soit par une source d'émission continue de paires électrons ions entre deux électrodes, soit par émission électronique par impact ionique au niveau de la cathode, avec des paramètres de transport variables ou constants. Ainsi dans les chapitres suivants, nous nous proposons d'étudier les propriétés électriques d'une décharge luminescente basse pression entretenue par une source d'émission électrons par impact ionique au niveau de la cathode et une source constante d'émission de paires électrons ions, entre deux électrodes avec des paramètres de transport variables, grâce au modèle hydrodynamique 1D élaboré.

Une étude monodimensionnelle comparative des caractéristiques électriques de la décharge luminescente, utilisant un terme source des équations de transport dépendant du champ ou de l'énergie électronique fera l'objet du cinquième chapitre.

L'homme qui sait peu croit savoir beaucoup. L'homme qui sait beaucoup croit ne rien savoir. Tout dépend des dimensions que chacun attribue à ce qu'il sait par rapport à ce qu'il ignore.

3.9 REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

B

- [Ba-1] Bayle P., Bayle M., Z.Phys., 266, 275 (1974).
- [Be-1] Ph. Belenger, and J.P. Boeuf Physical Review, 41, 4447 (1990).
- [Bo-1] J.P. Boris and D.L. Book, J. of Comput. Phys., 20, 397 (1976).
- [Bo-2] J.P. Boeuf, "A two dimensional model of dc glow discharge", J. Appl. Phys. 63 (5), 1342-1349, (1988).

- [Bo-3] J.P. Boeuf and Bouchoule A. : “*Les propulseurs à effet Hall*”, Images de la physique CNRS (2003).
- [Bo-4] J.P.Boeuf, LC.Pitchford, “*Two dimensional model of a capacitively coupled RF discharge and comparisons with experiments in the GEC reference reator*”, Phys. Rev. E51, 1376 (1995).
- [Bs-1] Börsch Supan W., Oser H., Journal of Research of the National Bureau of Standards, 67B, 1, 41 (1963).

C

- [CH-1] Cherrington B E 1979 Gaseous Electronics and Gas Laser (Oxford:Pergamon)

D

- [Da-3] Davies A. J., Davies C. S., Evans C.J, Proc. IEE, 118, 6, 8161 (1971).
- [Da-4] Davies A. J., Evans C. J., Woodison P.M., Proc. IEE, 122, 7, 765 (1975).
- [Dh-1] Dhali S.K., Williams P.F., Phys. Rev. A., 31, 2, 1219 (1985).

F

- [Fi-2] A. Fiala, L.C. Pitchford, and J.-P. Boeuf, "Two-dimensional, hybrid model of low-pressure glow discharge", Physical Review E 49 (6), 5607-5622 (1994).

G

- [Ga-1] A. Garscadden, Mat. Rev. Sco. Symp. Proc. Vol 165, Materials Research Society, p3, (1990).
- [Gu-1] D. Guendouz, A. Hamid, R. Melati. ‘*Caractéristiques électriques en 1D d’une décharge lumineuse en présence d’un terme source constant*’ CNHT, Taghyt , Algérie. 2007.
- [Gu-2] D. Guendouz, A. Hamid. « *Modèles fluides 1D et 2D d’une décharge lumineuse dans l’argon* »’. IREPHY, Vol 3 n. 5, 268: 273. (2009), C.N.H.T Sidi Bel Abbès. AJOT. Avril 2009. p49.
- [Gr-1] D.B. Graves and K.F. Jensen, IEEE trans. Plasma Science PS-14, p78 (1986).
- [Gr-2] D.B. Graves, J. Appl. Phys.62), p88 (1987).

H

- [Ha-1] A. Hamid, A. Hennad et M. Yousfi, "Modélisation d’une décharge lumineuse dans l’argon avec un terme source d’ionisation constant", Première Conférence Nationale Rayonnement-Matière CNRM1, Tébessa, Algérie, 19-20 janvier (2003).
- [Ha-2] A. Hamid, A. Bouchikhi, A. Hennad et M. Yousfi, "Détermination des caractéristiques électriques d’une décharge lumineuse en 1D", 5ème Conférence Nationale sur la haute Tension CNHT’03, USTO Oran, Algérie, 1-3 décembre (2003).
- [Ha-3] A. Hamid, A. Hennad et M. Yousfi, "Comportement Electrique en 2D d’une décharge lumineuse avec un terme source d’ionisation constant", Conférence Internationale sur la Physique et ses Applications CIPA 2003, USTO Oran, Algérie,

8-10 décembre 2003.

[Ha-4] A.Hamid, A. Hennad, "*Caractéristiques électriques d'une décharge luminescente en 2 D dans l'argon*", La première rencontre sur les Journées de la Physique et de ses Applications, 1^{ère} JPA01, 17-19 mai 2004, Université Ibn Khaldoun Tiaret.

[Ha-5] A.Hamid, "*Modélisation numérique mono et bidimensionnelle d'une décharge luminescente en régime continu basse pression*». Thèse de doctorat. USTO Mohamed Boudiaf 2005.

K

[Kl-1] L.E. Kline, "*Non equilibrium effects in ion and electron transport*" Eds. J.W. Gallagher, D.F.Hudson, E.E.Kunhardt and R.J. Van Brunt, Plenum Press, New York p121 (1990).

[Kl-2] L.E. Kline, Siambis J.G., Phys. Rev., 5, 2, 794 (1972).

[Ku-2] E.E. Kunhardt, P. F Williams, J. Comput. Phys., 57, 403 (1985).

L

[Lo-1] J. Lowke and K. Davies, J. Appl. Phys., 48, 4991(1977).

M

[Mo-1] A. Morozov and I. Milikov: Sov. Phys.- Tech. Phys., 19, 340 (1974).

[Mo-2] R. Morrow and L.E. Cram, J. of Comput. Phys., 57, 129 (1985).

[Mo-3] R. Morrow, J. of Comput. Phys., 43, 1 (1981).

N

[No-1] J. P. Nougier "*Méthodes de calcul numérique* ", 2^e édition Masson, Paris (1985).

P

[Po-2] A. Poinsignon. '*Méthode des éléments finis pour les équations de transport hydrodynamiques des particules chargées: applications aux décharges hors équilibre.* ', Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, France, (1994).

S

[Sc-1] L. Scharfetter and H. K. Gummel, IEEE Trans. Electron Devices 16, 64 (1969)

W

[Wa-1] A.L. Ward, Phys. Rev. 112, 1852 (1958).

[Wa-2] A.L. Ward, J. Appl.Phys.33, 2789 (1962).

Y

[Yo-1] Yoshida K., Tagashira H., J. Phys. D. 9, 491 (1976).

Z

- [Za-1] Zalesak S.T, J. of Comput. Phys., 31, 335 (1979).

L'idée nous vient à l'esprit comme un bloc de marbre. Il nous reste encore à la tailler pour en faire une œuvre d'art.

Caractéristiques électriques en 1D des décharges Luminescentes

4.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons approcher le problème de résolution du modèle fluide d'ordre un et deux, d'une décharge luminescente à une dimension, confinée dans un réacteur plan parallèle en géométrie cartésienne monodimensionnelle. Nous allons déterminer les propriétés électriques de la décharge luminescente basse pression dans le gaz monoatomique, l'argon, en régime continu.

Dans la littérature, on trouve plusieurs travaux de recherche de modélisation des décharges luminescentes basse pression, utilisant différentes méthodes de résolution du modèle hydrodynamique. Pour tester la méthode numérique de résolution des équations macroscopiques et valider notre modèle fluide 1D, nous allons étudier l'évolution d'une décharge luminescente dans les mêmes conditions que Lowke et Davies [Lo-1], et reproduire également les résultats issus du modèle de Lin et Adomaitis [Li-1], utilisant des conditions, d'entretien de la décharge et de simulation différentes.

Le modèle fluide développé par Lowke et Davies [Lo-1], est un modèle fluide d'ordre un. La décharge lumineuse est entretenue par un terme source extérieur, constant de production de paires électron-ion entre deux électrodes.

Le modèle fluide développé par Lin et Adomaitis [Li-1], est d'ordre deux. La décharge lumineuse est auto-entretenu par une émission secondaire à la cathode.

A cet effet, nous rappelons les équations relatives aux moments de l'équation de Boltzmann et présenterons les termes sources correspondant pour l'entretien de la décharge lumineuse basse pression pour chaque cas.

4.2 DECHARGE LUMINEUSE ENTRETENUE PAR EMISSION SECONDAIRE A LA CATHODE

Dans les travaux de Lin et Adomaitis, le modèle développé est un modèle fluide d'ordre deux en 1D. Ce type de décharge lumineuse est entretenu naturellement par l'émission secondaire d'électrons par impact ionique au niveau de la cathode. Ce mode d'entretien de la décharge lumineuse a été utilisé par plusieurs auteurs [Me-1], [Li-1]. L'objectif de ce chapitre est donc de déterminer les propriétés électriques de la décharge lumineuse classique, entretenue par émission secondaire à la cathode et de vérifier la validité du code établi dans le chapitre précédent, en effectuant une comparaison de nos résultats avec ceux issus du modèle de Lin et Adomaitis [Li-1].

4.2.1 Equations de transport du modèle fluide d'ordre deux en 1D

A l'instant initial, on amorce la décharge en plaçant à la cathode un paquet d'électrons et d'ions ayant la forme d'une demi gaussienne. L'entretien de la décharge s'effectue grâce au processus d'émission secondaire qui intervient à la cathode. Plusieurs sont possibles: des électrons peuvent être émis par impact de photons ou d'ions à la cathode. Pour simplifier nous avons tenu compte uniquement du deuxième processus. Les électrons qui sont émis à la cathode par impact ionique se propagent, ionisent à leur tour le gaz et empêchent la décharge de s'éteindre. La condition de calcul des densités au bord de la cathode peut alors s'écrire à l'aide des densités de courant j ou du flux des espèces Φ et du coefficient d'émission secondaire γ qui représente le nombre d'électrons émis par particules incidentes dont les valeurs sont issues de la littérature [CH-4].

Nous rappelons que le modèle développé est basé sur la résolution des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann, qui sont les équations de continuité, de transfert de la quantité de mouvement et d'énergie. Ces équations sont fortement couplées à l'équation de Poisson en utilisant l'approximation de l'énergie locale. Nous présentons les équations de transport des particules (électrons et ions) et l'énergie électronique, dans une géométrie monodimensionnelle dans le cas d'un terme source dépendant du processus d'ionisation créé par une émission secondaire d'électrons au niveau de la cathode, soit :

$$S(x,t) = n_e \alpha \mu_e E = n_e(x,t) \nu_{ion}(x,t) \quad (4.1)$$

Où $\nu_{ion}(x,t)$ est la fréquence d'ionisation.

A) Pour les électrons

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial n_e v_e(\varepsilon)}{\partial x} = S_e(\varepsilon) \quad (4.2)$$

$$n_e v_e(\varepsilon) = \Phi_e = -\mu_e E n_e - \frac{\delta D_e(\varepsilon) n_e}{\delta x} \quad (4.3)$$

En utilisant l'expression (2.20), le terme source d'ionisation dépend de la température électronique, par l'expression suivante:

$$S_e(\varepsilon) = K_i N n_e \exp(-E_i / K_B T_e) \quad (4.4)$$

Dans le cas d'une diffusion variable, le coefficient de diffusion des électrons est lié à leur température par la relation :

$$D_e = \frac{\mu_e K_B T_e}{e} \quad (4.5)$$

B) Pour les ions

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i v_i}{\partial x} = S_i(\varepsilon) \quad (4.6)$$

$$\Phi_i = n_i v_i = \mu_i n_i E - \frac{\partial D_i n_i}{\partial x} \quad (4.7)$$

$$S_i = K_i N n_e \exp(-E_i / K_B T_e) \quad (4.8)$$

- ✓ S_e terme source net électronique, du uniquement à l'ionisation
- ✓ S_i terme source net ionique.
- ✓ K_i facteur pré-exponentiel
- ✓ K_B constante de Boltzmann ($1.38062 \cdot 10^{-23}$ J/°K)
- ✓ E_i énergie d'activation du processus collisionnel d'ionisation
- ✓ N densité du gaz.

C) Equations de l'énergie des électrons

$$\frac{\partial n_e \varepsilon_e}{\partial t} + \frac{5}{3} \frac{\partial \Phi_e(\varepsilon)}{\partial x} = S_e(\varepsilon) \quad (4.9)$$

$$\Phi_e = -\mu_e E n_e \varepsilon_e - \frac{\delta (D_e n_e \varepsilon_e)}{\delta x} \quad (4.10)$$

$$S_e = -e \phi_e E - K_i N n_e \exp(-E_i / K T_e) H_i \quad (4.11)$$

- ✓ S_ε terme source net d'énergie électronique.
- ✓ H_i énergie perdue par ionisation

Le terme source de l'énergie est constitué de deux termes. Un terme d'échauffement: $-e\phi_e E$ et l'autre terme de refroidissement: $-S_\varepsilon(\varepsilon)H_i$.

D) Champ électrique

$$\nabla E = \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} = \frac{e}{\varepsilon_0}(n_i - n_e) \quad (4.12)$$

4.2.2 Conditions de simulation

Dans le code numérique 1D, nous avons adopté les paramètres de transport et les données de base du gaz utilisés par Lin et Adomaitis. Les conditions aux limites sont ceux de Dirichlet pour le potentiel électrique, la densité électronique et la température électronique. Pour la densité ionique s'applique la condition de Neumann.

A) Conditions aux limites

• Au niveau de l'anode

- ✓ Le potentiel électrique est nul : $v(t, x) = 0$ à $x = 0$
- ✓ La densité électronique est égale à zéro : $n_e(t, x) = 0$ à $x = 0$
- ✓ La variation de la densité ionique est nulle : $\nabla n_i = 0$
- ✓ La température électronique est donnée par l'expression :

$$\frac{5}{2} \nabla T_e - \frac{e}{k_B} \nabla V = 0 \quad (4.13)$$

• Au niveau de la cathode

- ✓ Le potentiel électrique est égal au potentiel appliqué. $v(t, x) = V_{DC}$ à $x = L$
- ✓ La variation de la densité ionique est nulle : $\nabla n_i = 0$
- ✓ La température électronique est prise constante. $T_e(t, x) = T_C$, à $x = L$
- ✓ Le flux électronique émis par la cathode est proportionnel au flux ionique incident à $x = L$:

$$\Phi_e(t, x) = -\gamma \Phi_i(t, x) \quad (4.14)$$

Le coefficient d'émission secondaire γ définit la probabilité qu'un électron soit émis lorsqu'une particule entre en collision avec la surface délimitant le plasma. Il fait partie des

nombreux processus d'entretien de la décharge permettant de compenser les pertes électroniques aux parois [Ra-1]. Des particules comme les ions positifs, les neutres rapides, les neutres excités, les photons, peuvent être à l'origine de l'émission d'électrons secondaires. Le coefficient d'émission secondaire varie en fonction du type de particules, de son énergie et de la nature du matériau (composition et structure) de la cathode [Cha-1].

Dans ce chapitre, l'émission d'électrons de la surface cathodique est provoquée uniquement par le bombardement ionique avec un coefficient d'émission secondaire γ constant égal à 0.046.

B) Données de base

Le tableau (4.1) résume les données de base utilisées :

PARAMETRES	VALEURS
Distance inter électrodes	$L = 3.525 \text{ cm}$
Densité du gaz	$N = 2.83 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
Température du gaz	$T = 323 \text{ °K}$
Coefficient de diffusion ionique	$D_i = 10^2 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$
Mobilité ionique	$\mu_i = 2 \cdot 10^3 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
Mobilité électronique	$\mu_e = 2 \cdot 10^5 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
Energie d'activation de l'ionisation	$E_i = 24 \text{ eV}$
Energie perdue par ionisation	$H_i = 15.578 \text{ eV}$
Coefficient d'émission secondaire	$\gamma = 0.046$
Facteur pré -exponentiel	$k_i = 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
Potentiel appliqué	$V_{DC} = -77.4 \text{ V}$
Température électronique à la cathode	$T_c = 0.5 \text{ eV}$

Tableau 4.1 Données de bases utilisées pour une décharge entretenue par l'émission d'électrons à la cathode.

4.2.3 Comportement électrique de la décharge lumineuse en 1D

Dans ce qui suit, nous allons présenter les caractéristiques électriques (potentiel, champ, densités électronique et ionique, température électronique) de la décharge lumineuse basse pression entretenue par émission d'électrons secondaires à la cathode bombardée par des ions positifs, dans une configuration cartésienne monodimensionnelle, issues de notre code numérique 1D.

Le pas de calcul en temps est pris égal à 10^{-9} s, le nombre de points de discrétisation n_x utilisé dans notre code numérique est égal à 200. Les résultats de la décharge seront comparés avec ceux issus du modèle de Lin et Adomaitis [Li-1] pour cela nous avons utilisé les mêmes conditions de simulation.

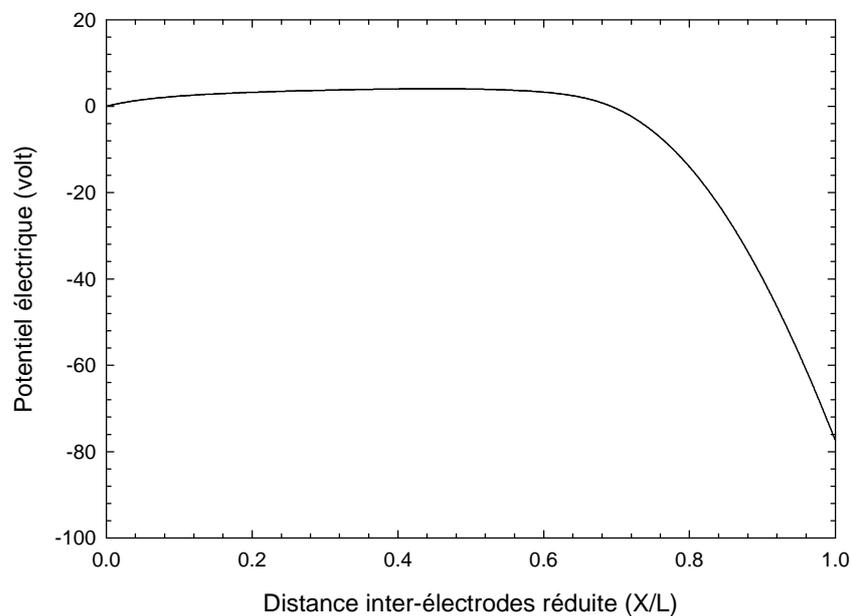


Figure 4.1: Distribution spatiale du potentiel électrique issue du code 1D à l'état stationnaire

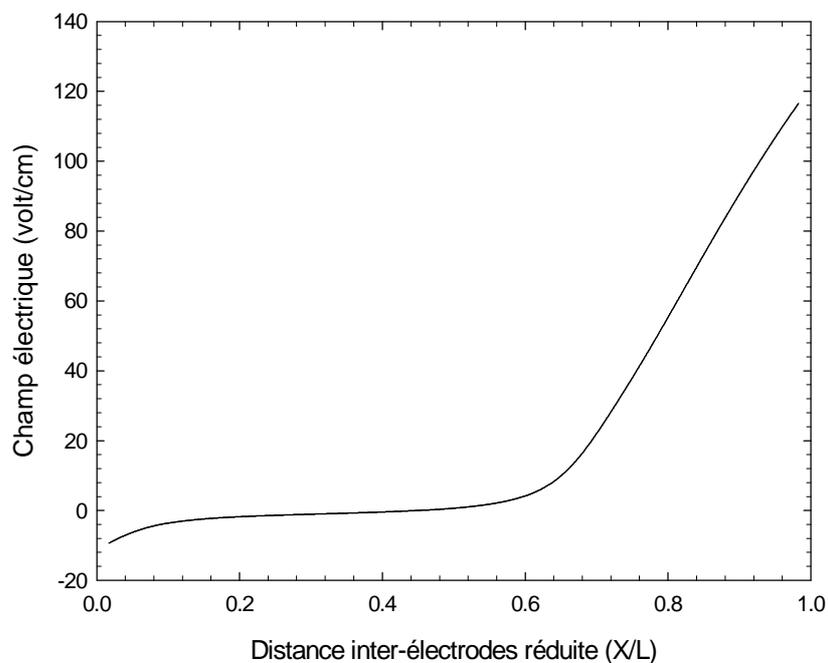


Figure 4.2 Distribution spatiale du champ électrique issue du code 1D à l'état stationnaire

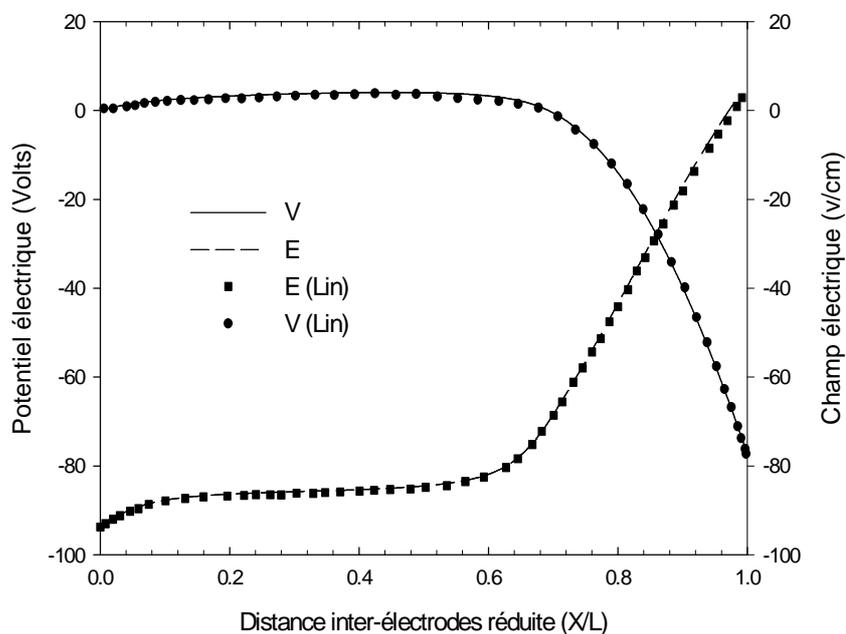


Figure 4.3 Comparaison du potentiel et du champ électrique issus du code 1D et ceux de Lin et Adomaitis [Li-1]

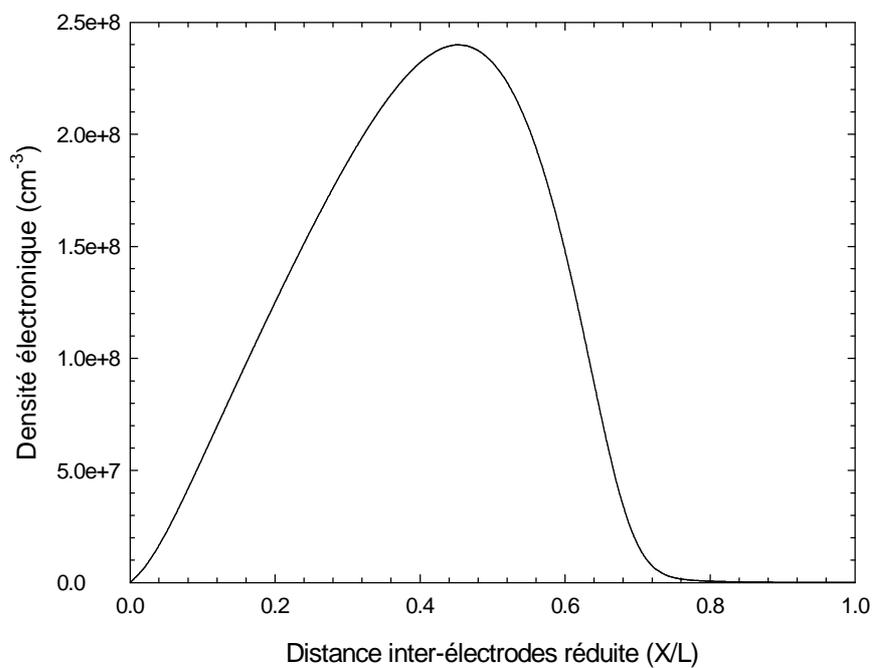


Figure 4.4 Distribution spatiale de la densité électronique issue du code 1D à l'état stationnaire.

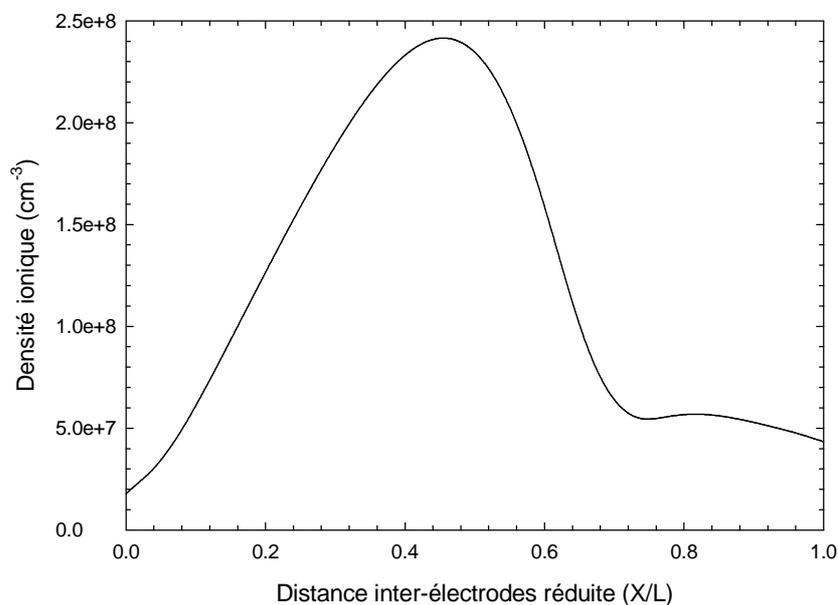


Figure 4.5 Distribution spatiale de la densité ionique issue du code 1D à l'état stationnaire

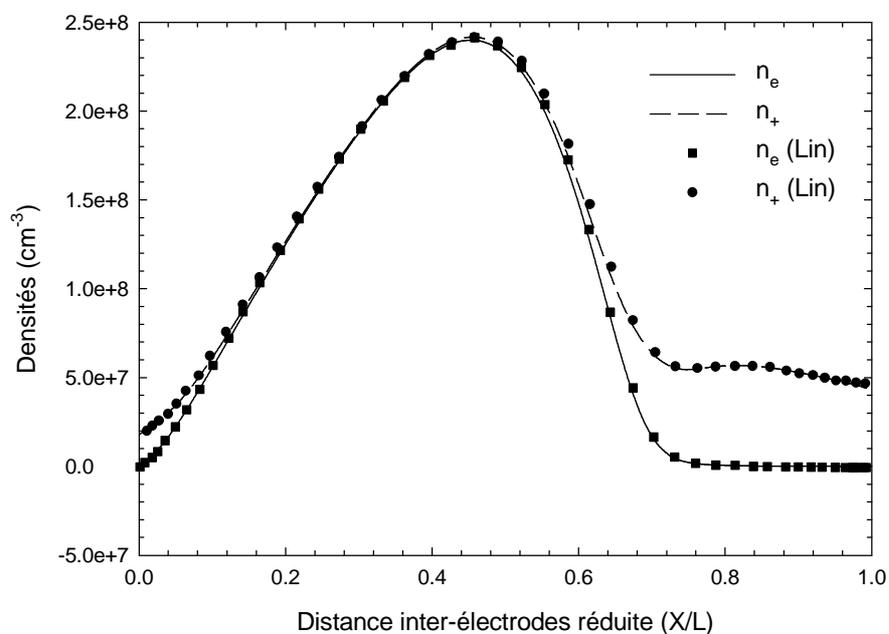


Figure 4.6: Comparaison des densités électroniques et ioniques issues du code 1D et celles de Lin et Adomaitis [Li-1]

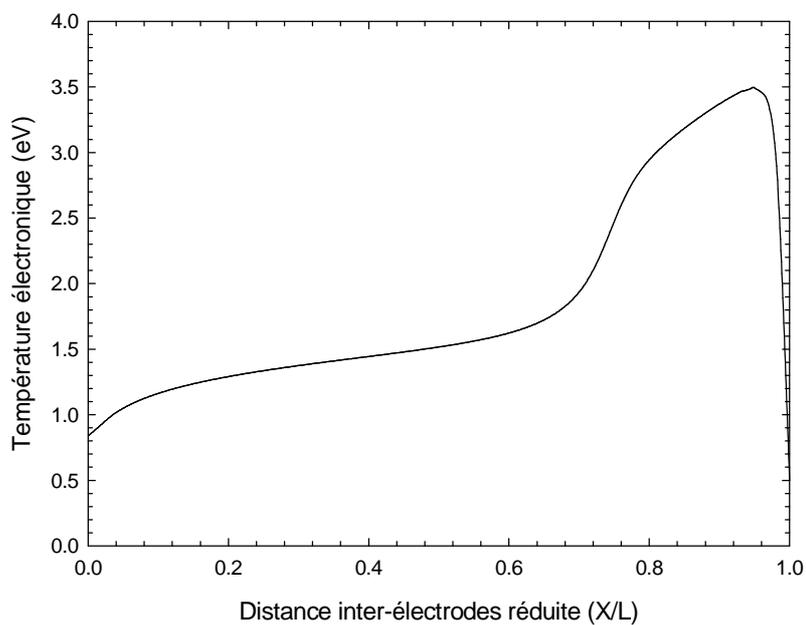


Figure 4.7 Distribution spatiale en 1D de la température électronique issue du code 1D à l'état stationnaire

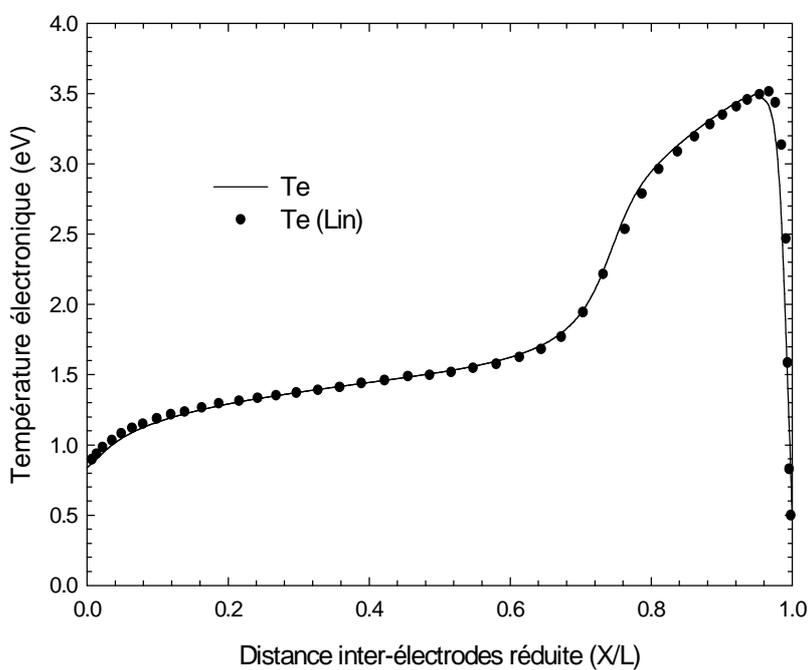


Figure 4.8 Distribution spatiale de la température électronique issues du code 1D et celle de Lin et Adomaitis [Li-1]

Les distributions spatiales du potentiel électrique et du champ électrique à l'état stationnaire de la décharge sont représentées respectivement sur les figures (4.1) et (4.2).

Nous remarquons sur la figure (4.1), une importante chute de potentiel dans la région de la gaine cathodique. Cette chute de potentiel est l'une des caractéristiques propre à la décharge lumineuse.

Dans la colonne positive le potentiel est approximativement constant, il est presque égal au potentiel appliqué à l'anode, ceci est dû à la valeur de la densité de charge d'espace nette qui tend vers zéro dans la colonne positive. Dans la région anodique, le potentiel est égal au potentiel appliqué à l'anode

La figure (4.2) représente la distribution du champ électrique. Dans la gaine cathodique, la variation du champ est linéaire à cause de la chute du potentiel. Le champ est quasi nul dans la colonne positive car la variation du potentiel est presque constante. Dans la région anodique, on constate une inversion du champ électrique à cause du gradient de densité du plasma assez grand dans cette région.

Les figures (4.4) et (4.5) représentent les distributions spatiales des densités électronique et ionique à l'état stationnaire de la décharge lumineuse. Elles montrent clairement la présence de trois régions distinctes : la région anodique, la colonne positive et la gaine cathodique. Dans la région anodique, la densité ionique est relativement importante par rapport à la densité électronique. La région de la colonne positive; où se forme le plasma; est caractérisée par des densités électronique et ionique qui sont très voisines, par conséquent, la charge d'espace nette est négligeable. Le maximum de la densité pour les espèces chargées dans cette région est de $2,42 \cdot 10^8 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$. La région cathodique est caractérisée par une densité électronique négligeable par rapport à la densité des ions, ce gradient de densité dans cette région est dû au fait que les électrons se déplacent beaucoup plus rapidement que les ions en présence d'un gradient de potentiel, ce qui entraîne le dépeuplement d'électrons dans cette région.

La figure (4.7) représente la distribution spatio-temporelle de la température des électrons en fonction de la position, à l'état stationnaire, ou encore de l'énergie électronique. On remarque que les électrons dans la région cathodique sont plus énergétiques à cause de la présence d'un champ électrique intense. Cette énergie accélère leurs déplacements vers la colonne positive. Avant d'atteindre la colonne positive, les électrons perdent leurs énergies en effectuant des collisions d'ionisation fortement endothermiques avec les neutres, ce qui se traduit par un refroidissement des électrons.

Dans la colonne positive, les électrons continuent leurs déplacements vers l'anode en cédant une quantité d'énergie relativement faible en effectuant des collisions élastiques et d'ionisation. La variation de la distribution d'énergie électronique dans cette région de la décharge est quasi linéaire. Près de l'anode, cette énergie diminue plus rapidement ceci est due au déplacement des électrons dans le sens inverse du champ électrique.

Les courbes (4.3), (4.6) et (4.8) montrent que les résultats issus de notre modèle sont en très bon accord avec ceux issus des travaux de Lin et Adomaitis [Li-1].

Une étude paramétrique de la décharge lumineuse normale faite par Tebani [Te-1], montre l'effet de la pression du gaz, du coefficient d'émission secondaire et de la tension appliquée sur les distributions spatiales de la décharge. On peut déduire de cette étude les résultats suivants:

Avec l'augmentation de la tension, de la pression ou du coefficient d'émission secondaire:

- ◆ Les densités électronique et ionique augmentent et la colonne positive s'élargit entraînant la contraction des gaines cathodique et anodique.
- ◆ Le potentiel cathodique est égal au potentiel appliqué à la cathode dans le cas d'une augmentation de la tension.
- ◆ Le champ électrique et la température électronique augmentent dans la région cathodique et restent quasi constant dans les deux autres régions de la décharge, sauf dans le cas d'une augmentation de la pression la température électronique diminue.

Egalement, une étude de la décharge lumineuse avec un coefficient de diffusion électronique constant, réalisé par Lin et Adomaitis [Li-1] montre que la décharge lumineuse obtenue à l'état stationnaire est en régime subnormal.

4. 3 DECHARGE LUMINESCENT ENTRETENUE UN TERME SOURCE CONSTANT

Dans les travaux de Lowke et Davies [Lo-1], le modèle développé est un modèle fluide d'ordre un dans une géométrie monodimensionnelle, une étude réalisée par Hamid [Ha-1] à compléter le cas bidimensionnelle. L'objectif de ce chapitre est de vérifier également, la validité du code établi pour les décharges lumineuses classiques entretenues par une source constante de production de particules chargées, en effectuant une comparaison de nos résultats avec ceux issus du modèle de Lowke et Davies [Lo-1].

4.3.1 Equations de transport du modèle fluide d'ordre un en 1D

Pour tester la méthode numérique de résolution des équations macroscopiques nous avons étudié l'évolution d'une décharge lumineuse dans les mêmes conditions que Lowke et Davies [Lo-1]. Cette décharge intervient entre deux électrodes planes et parallèles qui sont des absorbants parfaits : aucune particule n'est créée au niveau des électrodes par effet photoélectrique, thermoionique ou par tout autre processus. Le gaz utilisé est l'argon à 240 Torr. La décharge est entretenue par une source uniforme et continue (S' : rayons gamma créés par des fragments de fission) de $3.6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ de paires électrons-ions injectés dans l'espace inter électrodes. Les particules chargées étudiées sont les électrons bien sûr et les ions Ar_{2+} . En effet, Lowke et Davies considèrent que les ions Ar_+ formés initialement par ionisation de l'argon atomique sont rapidement transformés en ions moléculaires Ar_{2+} par une collision à trois corps (le temps de cette réaction est beaucoup plus petit que le temps que mettraient les ions Ar_+ pour dériver d'une électrode à

l'autre). Les ions Ar_{2+} sont donc créés à partir des Ar_+ qui sont produits soit par ionisation du gaz, soit par la source continue. De plus, les ions Ar_{2+} peuvent disparaître par un processus de recombinaison électrons- Ar_{2+} avec un coefficient de réaction γ constant. Ces données sont issues des conditions expérimentales de Leffert et AL [Le-1].

En tenant compte de ce mode d'entretien de la décharge lumineuse, on peut écrire les nouvelles expressions des termes source des équations de transport relatives aux électrons et aux ions, en utilisant l'approximation du champ local et en considérant d'après Lowke et Davies [Lo-1], que la recombinaison des charges et l'ionisation sont les seuls processus pris en compte dans les calculs.:

A) Pour les électrons

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_e}{\partial x} = S' + n_e \alpha(E/N) \mu_e E - \gamma n_e n_i \quad (4.15)$$

$$\Phi_e = -\mu_e(E/N) E n_e - \frac{\delta(D_e(E/N) n_e)}{\delta x} \quad (4.16)$$

Et dans le cas d'une diffusion constante des électrons :

$$\Phi_e = n_e v_e = -n_e \mu_e E - D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} \quad (4.17)$$

B) Pour les ions

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_i}{\partial x} = S' + n_e \alpha(E/N) \mu_e E - \gamma n_e n_i \quad (4.18)$$

$$\Phi_i = \mu_i(E/N) n_i E - D_i(E/N) \frac{\partial n_i}{\partial x} \quad (4.19)$$

- ✓ S' représente, la fonction source de production uniforme des électrons et des ions. Cette fonction est constante et est égale à $3.6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ [Lo-1].
- ✓ α représente le premier coefficient d'ionisation de Townsend. Il est fonction du champ électrique réduit. Il est donné par la relation suivante dans le cas de l'argon :

$$\alpha / N = 2.9 \cdot 10^{-17} \exp(-1.48 \cdot 10^{-15} N / E) \quad (\text{cm}^2) \quad (4.20)$$

Où N est la densité du gaz.

- ✓ γ est le coefficient de recombinaison des ions de l'argon : ($\gamma = 8.81 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$)

4.3.2 Conditions de simulation

Dans le code numérique 1D, nous avons adopté les paramètres de transport et les données de base du gaz utilisés par Lowke et Davies. Les conditions aux limites sont ceux

de Dirichlet pour le potentiel électrique, la densité électronique et de Neumann pour la densité ionique.

A) Conditions aux limites

- **Au niveau de l'anode**

- ✓ La densité électronique est égale à zéro : $n_e(t, x) = 0$ à $x=L$
- ✓ La variation de la densité ionique est égale à zéro : $\nabla n_i = 0$ à $x=L$
- ✓ Le potentiel électrique est égal au potentiel appliqué. $v(t, x) = V_{DC}$ à $x=L$

- **Au niveau de la cathode**

- ✓ Le potentiel électrique est nul : $v(t, x) = 0$ à $x = 0$
- ✓ La densité électronique est égale à zéro : $n_e(t, x) = 0$ à $x = 0$
- ✓ La variation de la densité ionique est nulle : $\nabla n_i = 0$ à $x = 0$
- ✓ Le coefficient d'émission secondaire est nul

B) Données de base

Les paramètres de transport sont constants, le coefficient de diffusion électronique, les mobilités électronique et ionique sont issus des travaux de Park [Pa-1], le coefficient de diffusion ionique est issu des travaux de Ward [Wa-1]. Le tableau (4.2) résume les données de base utilisées :

PARAMETRES	VALEURS
Distance inter électrodes	$L = 0.30 \text{ cm}$
Pression du gaz	$P = 240 \text{ Torr}$
Température du gaz	$T = 293^\circ\text{K}$
Potentiel appliqué	$V_{DC} = 100 \text{ V}$
Coefficient de diffusion ionique	$D_i = 2.10^2/p \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$
Coefficient de diffusion électronique	$N D_e = 1.7 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$
Mobilité ionique	$N \mu_i = 3.6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-1} \text{ V}^{-1} \text{ S}^{-1}$
Mobilité électronique	$N \mu_e = 8.5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-1} \text{ V}^{-1} \text{ S}^{-1}$
Terme source constant	$S' = 3.6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$
Coefficient d'ionisation	$\alpha / N = 2.9 \cdot 10^{-17} \exp(-1.48 \cdot 10^{-15} N / E) \text{ (cm}^2\text{)}$
Coefficient de recombinaison	$\gamma = 8.81 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$

Tableau 4.2 Données de bases utilisées pour une décharge électrique entretenue par un terme source constant.

4.3.3 Comportement électrique de la décharge lumineuse en 1D

Dans ce qui suit, nous allons présenter les caractéristiques électriques (potentiel, champ, densités électronique et ionique) de la décharge lumineuse basse pression en

introduisant un terme source constant dans une configuration cartésienne monodimensionnelle, issues de notre code numérique 1D.

Le pas de calcul en temps est pris égal à 10^{-9} s. Le nombre de points de discrétisation n_x utilisé dans notre code numérique est égal à 300. Les résultats de la décharge seront comparés avec ceux issus des travaux de Lowke et Davies [Lo-1].

Les figures (4.9) à (4.14) représentent les distributions spatio-temporelles à l'état stationnaire, du potentiel et champ électrique des densités ionique et électronique et des tests de validité avec ceux issus des travaux de Lowke et Davies [Lo-1].

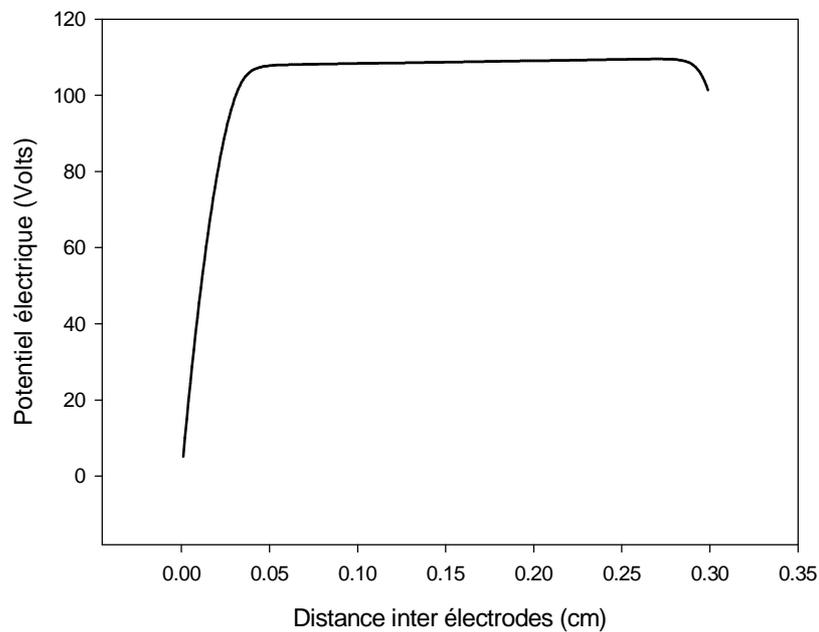


Figure 4.9 Distribution spatiale du potentiel électrique issu du code 1D à l'état stationnaire.

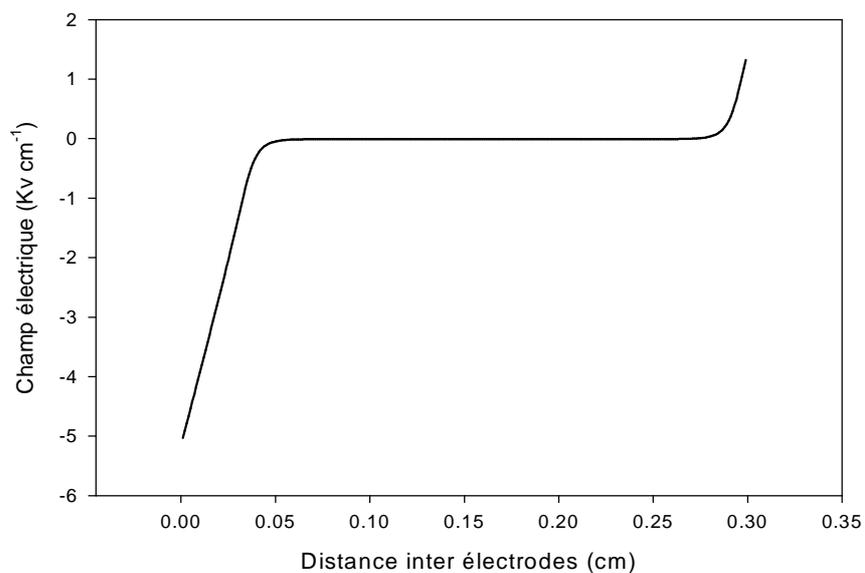


Figure 4.10 Distribution spatiale du champ électrique issu du code 1D à l'état stationnaire

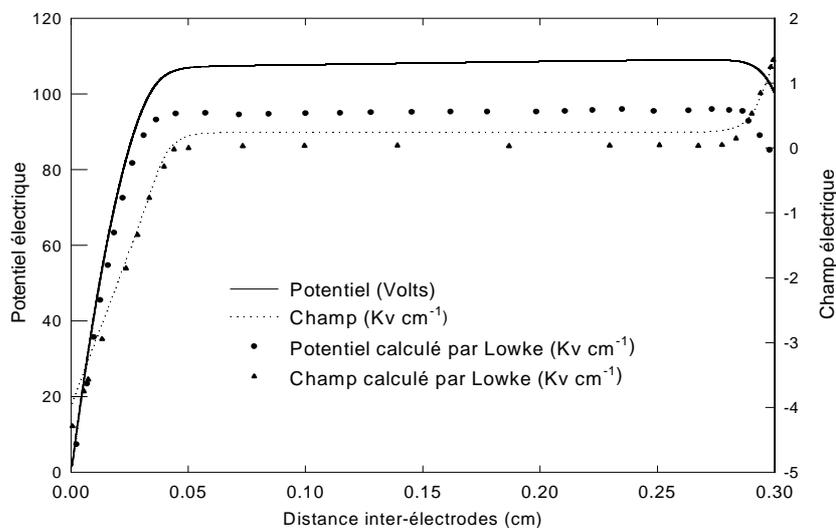


Figure 4.11 Potentiel et champ électrique du code 1D et ceux de Lowke et Davies

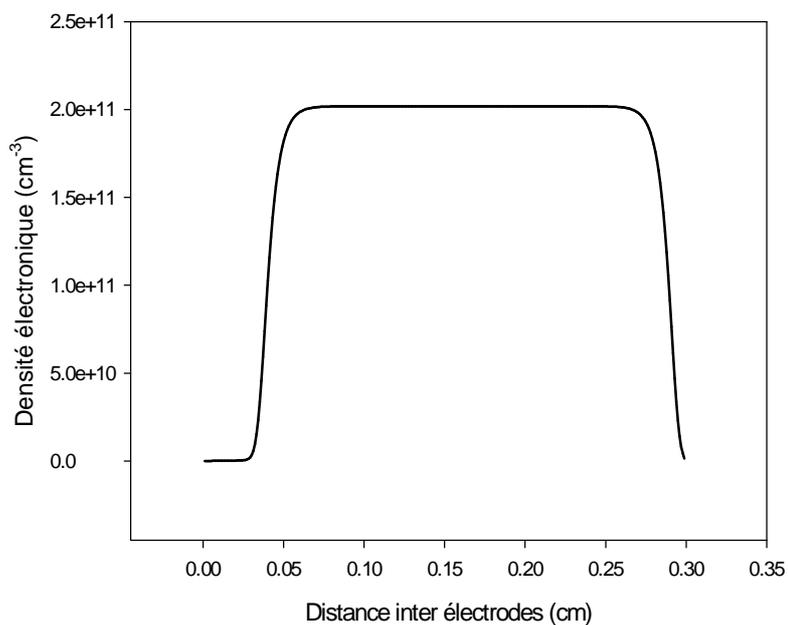


Figure 4.12 Distribution spatiale de la densité électronique issue du code 1D.

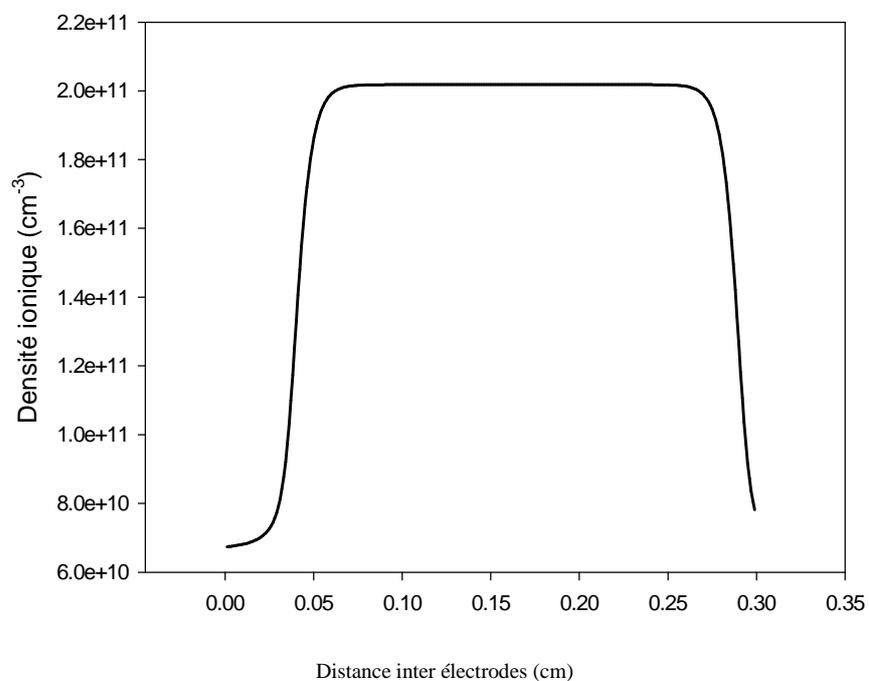


Figure 4.13 Distribution spatiale de la densité ionique issue du code 1D.

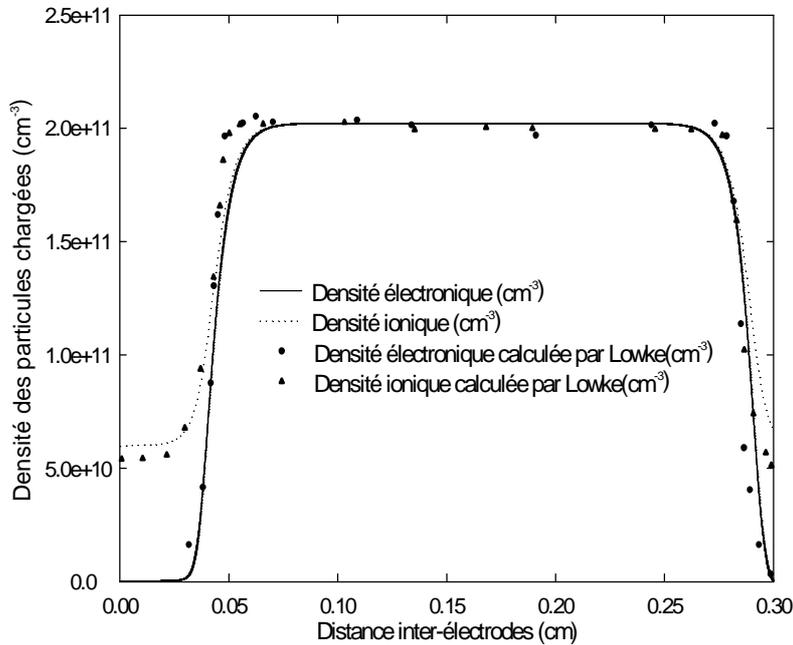


Figure 4.14 Densités ionique et électronique du code 1D et ceux de Lowke et Davies.

Les distributions spatiales en 1D en régime stationnaire, du potentiel, du champ électrique, des densités électronique et ionique, en fonction de la distance inter électrodes L , montrent le fonctionnement en régime normal de la décharge lumineuse et également les trois régions distinctes, caractéristiques de la décharge lumineuse: la région cathodique, la colonne positive et de la région anodique.

Les électrons, étant plus légers que les ions, ont une vitesse de dérive plus élevée, ce qui leur permet de se propager plus rapidement que les ions et quitter la région cathodique, ainsi on remarque une faible concentration des électrons et une importante charge d'espace dans la région cathodique, d'où un gradient de potentiel important et une variation linéaire du champ électrique.

Dans la colonne positive, les concentrations des électrons et des ions sont égales, la charge d'espace étant nulle, par conséquent le potentiel électrique est constant et le champ électrique est nul dans cette région.

Dans la région anodique la concentration des charges diminue à mesure que l'on s'approche de l'anode, mais la charge d'espace est moins importante que celle de la région cathodique, d'où une faible diminution du potentiel et une légère augmentation du champ électrique dans cette région.

En conclusion les tests de validités représentés par les courbes (4.11) et (4.14) montrent clairement que nos résultats sont en très bon accord avec les travaux de Lowke et Davies.

4.4 CONCLUSION

Ce chapitre a été consacré à la détermination des propriétés électriques de la décharge lumineuse dans l'argon, entretenue par un terme source constant de production de paires électron-ion ou par émission électronique à la cathode, en utilisant le modèle numérique 1D élaboré.

Pour vérifier le code numérique développé, des tests de validité sont effectués, en comparant nos résultats avec ceux issus du modèle 1D de Lowke et Davies [Lo-1] et ceux de Lin et Adomaitis [Li-1]. Les fonctions de distribution spatio-temporelles des densités électroniques, des densités ioniques, du potentiel électrique et du champ électrique et la fonction de distribution de l'énergie électronique de la décharge lumineuse dans l'argon issues de nos codes sont en très bons accord avec les résultats de ces auteurs.

Connaissant les paramètres de transport de différents gaz issus des modèles statistiques, cette double application d'entretien de la décharge lumineuse à notre modèle, permettra de généraliser l'utilisation des codes élaborés en 1D et 2D à des décharges lumineuses à différents modes d'entretien et différents types gaz.

Une étude de la décharge lumineuse entretenue par une émission secondaire à la cathode dans le cas bidimensionnel avec des paramètres de transport variables, a été effectuée dans notre groupe par Kraloua- Hennad [Kr-1], dans le prochain chapitre, on se propose d'effectuer une étude des propriétés électriques d'une décharge lumineuse entretenue par un terme source constant de productions de paires de charges électron-ion, en utilisant des paramètres de transport dépendant de l'énergie électronique (le modèle fluide d'ordre deux) en 1D et 2D.

Quelle que soit l'étendue de notre connaissance de l'univers, elle reste à l'échelle de l'homme. Il est commode de dire que l'univers est l'infini, c'est le sens même de l'infini dans l'espace et dans le temps qui nous échappe et nous déconcerte.

4.5 REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

A

- [Al-1] A. Aïssa 'Etude des fonctions de distribution des électrons dans les plasmas froids composés de mélanges de gaz rares avec des vapeurs métalliques ou des gaz électronégatifs', Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, France, n° 967 (1991).

B

- [Be-1] R. Ben Gadri " Modélisation numérique du régime lumineuse d'une décharge contrôlée par barrière diélectrique et établie à pression atmosphérique ", Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, France, n° 2644 (1997).

C

[Cha-1] B. N. Chapman, Glow Discharge Process (Wiley, New York, 11980)

E

[El-1] Ellis H.W., Pai R., Mac Daniel E., Mason E., Viehland L. ‘ Atomic data and nuclear data tables, 22,179,1978.

G

[Gu-1] D.Guendouz, A.Hamid, R.Mélati. ‘*Caractéristiques électriques en 1D d’une décharge lumineuse en présence d’un terme source constant*’ AJOT. CNHT, Taghyt , Algérie. 2007.

[Gu-2] D. Guendouz. A..Hamid. ‘*Modèle fluide en 1D et 2D d’une décharge lumineuse dans l’argon*’. IREPHY, Vol 3 n. 5, 268: 273. (2009), C.N.H.T Sidi Bel Abbes Algérie. AJOT. Avril 2009. p49..

H

[Ha-1] A. Hamid, A. Hennad et M. Yousfi, « *Modélisation d’une décharge lumineuse dans l’argon avec un terme source d’ionisation constant* », Première Conférence Nationale Rayonnement-Matière CNRM1, Tébessa, Algérie, 19-20 janvier (2003).

[Ha-2] A. Hamid, A. Bouchikhi, A. Hennad et M. Yousfi, « *Modélisation d’une décharge lumineuse dans l’argon* », VIII Congrès Plasmas de la société Française de Physique, INSTN CEA, Cadarache, France, 5-7 mai (2003).

[Ha-3] A. Hamid, A. Bouchikhi, A. Hennad et M. Yousfi, « *Détermination des caractéristiques électriques d’une décharge lumineuse en 1D* », 5ème Conférence Nationale sur la haute Tension CNHT’03, USTO Oran, Algérie, 1-3 décembre (2003).

[Ha-4] A.Hamid. ‘*Modélisation numérique mono et bidimensionnelle d’une décharge lumineuse en régime continu basse pression*’ Thèse de doctorat. USTO. Mohamed Boudiaf. (2005).

[Hi-1] A.Himoudi. ‘ *Simulation numérique de la cinétique des ions dans les gaz rares faiblement ionisés*’.Thèse de doctorat de l’université Paul Sabatier de Toulouse n°1547, 1993.

[He-1] A. Hennad, ‘ *Cinétique des ions dans les gaz moléculaires par simulations de monte carlo classique et optimisée : détermination des données de base dans l’air*’ Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, France, n° 2458 (1996).

L

[Le-1] C.B. Leffert, D.B. Rees, and F.E. Jamerson, J. Appl. Phys. 37, 133 (1976) ; J.W. Boag, in Radiation Dosometry, edited by F. H. Attix and W.C. Roesch (academic, New york, 1976), vol.II, Chap. 9, p.1.

[Li-1] Y.H.Lin, A. Adomaitis, ‘*A global basis function approach to DC glow discharge simulation*’, Technical research report, T.R. 97-81(1998).

[Lo-1] J. Lowke and K. Davies, J. Appl. Phys., 48, 4991(1977).

M

- [Me-1] M. Meyyappan, and J. P. Kreskovsky, “*Glow discharge simulation through solutions to the moments of the Boltzmann’s transport equation*”, J. Appl. Phys. 68 (4), 1506-1512 (1990).
- [Me-2] F.J. Mehr and M.A. Biondi, Phys. Rev. 176, 322 (1968).

P

- [Pa-1] S. Park and D. J. Economou, J. Appl. Phys. 68, 3904 (1990).
- [Pa-2] R. Papoular “*Phénomènes électriques dans les gaz*”, Monographies DUNOD, (1963).
- [Po-2] A.Poinsignon. ‘*Méthode des éléments finis pour les équations de transport hydrodynamiques des particules chargées: applications aux décharges hors équilibre*’ Thèse de doctorat de l’université de Paul Sabatier. (1994).

R

- [Ra-1] Y. P. Raiser “*Gas discharge physics*”, Springer-Verlag (1991).

W

- [Wa-1] A.L. Ward, J. Appl.Phys.33, 2789 (1962).

Y

- [Yo-2] M.Yousfi. ‘Thèse de doctorat d’état n°1244, Université Paul Sabatier, Toulouse, 1986.
- [Yo-3] M.Yousfi. P.Segur., T. Vassiliadis. J.Phys.D., 18,1985.

Si des hypothèses généralement fausses ont longtemps survécu, c'est à cause des multiples vérités de détail qu'elles ont pu contenir.

Modèle fluide d'ordre deux d'une décharge luminescente entretenue par un terme source constant

5.1 INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à l'étude des décharges luminescentes entretenues par une source constante de production de paires électron-ion entre deux électrodes parallèles, en appliquant le code numérique élaboré pour le modèle hydrodynamique d'ordre deux. La validité du code en 1D a été établie pour le modèle fluide d'ordre un d'une décharge luminescente entretenue par un terme source constant utilisant l'approximation du champ local, avec les résultats de Lowke et Davies [Lo-1]. Nous allons mettre en application notre code numérique du modèle fluide d'ordre deux en 1D et 2D, en utilisant l'approximation de l'énergie locale pour les électrons et déterminer les propriétés électriques de la décharge pour le modèle fluide d'ordre deux et effectuer une étude sur les effets de l'ordre du modèle fluide (un et deux) sur ces propriétés.

5.2 EQUATION DE TRANSPORT DU MODELE FLUIDE D'ORDRE DEUX

5.2.1 Présentation du problème

Nous rappelons que le code numérique utilisé pour le modèle hydrodynamique, s'applique aux modèles électriques d'ordre deux [Gu-2], mono et bidimensionnel pour décrire le comportement électrique des décharges hors équilibres, nous en déduisons les distributions spatio-temporelles des densités des particules chargées, de l'énergie des électrons et du champ électrique.

Le modèle fluide d'ordre un en 1D, ne comportant que des électrons et des ions positifs, avec des processus d'ionisation et de recombinaison comme effets de collisions entre les particules, a été décrit par les équations (4.15) à (4.19) utilisant l'approximation du champ local.

Les équations du modèle fluide d'ordre deux sont décrites dans le chapitre 3, selon le type de collision, on peut écrire le terme source des équations de transport relatif aux différentes espèces chargées ainsi que le coefficient de diffusion électronique en utilisant l'approximation de l'énergie locale.

Pour tester l'effet de l'ordre du modèle sur les équations macroscopiques, nous avons étudié l'évolution d'une décharge luminescente dans les mêmes conditions que Lowke et Davies [Lo-1], qui sont issues des conditions expérimentales de Leffert et AL [Le-1]. Ces conditions de simulation ont également été utilisées par [Ha-4], [Gu-1] pour le modèle fluide d'ordre un et par Poinignon [Po-2], qui utilise la méthode des éléments finis pour la résolution des équations de transport.

5.2.2 Equations de transport du modèle en 1D

Le terme source représentant la variation de la densité de particules sous l'effet des diverses collisions : excitation, ionisation, attachement, et recombinaison, peut également traduire l'effet d'une source extérieure de production de particules comme par exemple une ionisation par un faisceau de photons. Il se compose d'un terme de réaction et d'un terme de disparition des espèces. Dans l'étude du modèle fluide d'ordre deux, d'une décharge luminescente entretenue par une source constante S' , nous avons tenu compte des processus d'ionisation ($n_e \nu_{io}$), d'excitation ($n_e \nu_{ex}$) et de recombinaison, où $\nu_{io}(x,t)$ est la fréquence d'ionisation et ν_{ex} est la fréquence d'excitation. Nous avons négligé l'effet de l'émission secondaire à la cathode, le terme source des équations (3.10), (3.13) et (3.15) utilisant l'approximation de l'énergie locale s'écrit :

A) Pour les électrons

- Equations de transport

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_e}{\partial x} = S' + \nu_{io} n_e + \nu_{ex} n_e - \gamma n_e n_i \quad (5.1)$$

En utilisant l'expression (2.20), le terme source des équations de continuité devient:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_e}{\partial x} = S' + K_{io} N n_e \exp(-E_{io}/k_B T_e) + K_{ex} N n_e \exp(-E_{ex}/k_B T_e) - \gamma n_e n_i \quad (5.2)$$

$$\Phi_e = -\mu_e(\varepsilon) E n_e - \frac{\delta D_e(\varepsilon) n_e}{\delta x} \quad (5.3)$$

Avec:

- ✓ K_{ex} est un facteur pré-exponentiel d'excitation
- ✓ E_{ex} est l'énergie d'excitation de l'argon

• Equation de l'énergie des électrons

$$\frac{\partial n_e \varepsilon_e}{\partial t} + \frac{5}{3} \frac{\partial \Phi_\varepsilon}{\partial x} = S_\varepsilon(\varepsilon) \quad (5.4)$$

$$\Phi_\varepsilon = -\mu_e E n_e \varepsilon_e - \frac{\delta D_e n_e \varepsilon_e}{\delta x} \quad (5.5)$$

$$S_\varepsilon = -S' \varepsilon_e - e \Phi_e E + E_{io} \gamma n_e n_i - K_{io} N n_e H_{io} \exp(-E_{io}/k_B T_e) + K_{ex} N n_e H_{ex} \exp(-E_{ex}/k_B T_e) \quad (5.6)$$

Le terme source de l'énergie est constitué de termes de gain d'énergie des électrons par l'effet du champ électrique $-e\Phi_e E$ et de la recombinaison des électrons avec les ions $E_{io} \gamma n_e n_i$ et de termes de perte d'énergie par effet de la source ($-S' \varepsilon_e$) et des processus d'ionisation $-K_{io} N n_e H_{io} \exp(-E_{io}/k_B T_e)$ et d'excitation $-K_{ex} N n_e H_{ex} \exp(-E_{ex}/k_B T_e)$ où H_{ex} est l'énergie perdue par excitation.

B) Pour les ions

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_i}{\partial x} = S' + K_{io} N n_e \exp(-E_{io}/k_B T_e) + K_{ex} N n_e \exp(-E_{ex}/k_B T_e) - \gamma n_e n_i \quad (5.7)$$

$$\Phi_i = n_i v_i = n_i \mu_i E - D_i \frac{\partial n_i}{\partial x} \quad (5.8)$$

C) Champ électrique

L'équation de Poisson dans le cas d'un gaz ne comportant que des ions positifs et des électrons est la même pour les modèles fluides d'ordre un ou deux :

$$\nabla E = \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \quad (5.9)$$

Et en général pour un gaz comportant des ions positifs et négatifs, l'équation est :

$$\nabla E = \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e - n_{i-}) \quad (5.10)$$

5.2.3 Equations de transport du modèle en 2D

Les grandeurs caractérisant la décharge lumineuse dépendent des deux directions de l'espace: suivant x et y. Les équations de transport relatives à chaque espèce (électrons, ions) pour le modèle fluide d'ordre deux s'écrivent:

A) Electrons

• Equation de transport

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \Phi_e = S' + K_{io} N n_e \exp(-E_{io}/k_B T_e) + K_{ex} N n_e \exp(-E_{ex}/k_B T_e) - \gamma n_e n_i \quad (5.11)$$

$$\Phi_e = -\mu_e E n_e - \nabla(D_e n_e) \quad (5.12)$$

Avec l'expression des flux électroniques longitudinal et transversal :

$$\Phi_{eL} = -\mu_e E_L n_e - \frac{\partial(D_e n_e)}{\partial x} \quad (5.13)$$

$$\Phi_{eT} = -\mu_e E_T n_e - \frac{\partial(D_e n_e)}{\partial y} \quad (5.14)$$

• Equation de l'énergie

$$\frac{\partial n_e \epsilon_e}{\partial t} + \frac{5}{3} \nabla_r \Phi_e = S_e \quad (5.15)$$

$$\Phi_e = -\mu_e E n_e \epsilon_e - \nabla(D_e n_e \epsilon_e) \quad (5.16)$$

$$S_e = -S' \epsilon_e - e \Phi_e E + E_{io} \gamma n_e n_i - K_{io} N n_e H_{io} \exp(-E_{io}/k_B T_e) + \\ - K_{ex} N n_e H_{ex} \exp(-E_{ex}/k_B T_e) \quad (5.17)$$

B) Ions

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \Phi_i = S' + K_{io} N n_e \exp(-E_{io}/k_B T_e) + K_{ex} N n_e \exp(-E_{ex}/k_B T_e) - \gamma n_e n_i \quad (5.18)$$

$$\Phi_i = \mu_i E n_i - \nabla(D_i n_i) \quad (5.19)$$

C) Champ électrique

$$\nabla E = \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial E}{\partial y} = \frac{|e|}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \quad (5.20)$$

5.3 CONDITIONS DE SIMULATION POUR L'ARGON

5.3.1 Données de base

- **Paramètres de transport ioniques**

L'étude numérique du transport des ions atomiques de gaz rares soumis à l'action de champs électriques dans des milieux gazeux faiblement ionisés a été réalisée par plusieurs travaux Himoudi et Hennad [Hi-1], [He-1], pour différents gaz, de façon assez systématique. En utilisant la méthode statistique de Monte Carlo ils ont déterminé les données de base pour les ions dans les gaz rares et leurs mélanges. On peut trouver dans la compilation de Ellis et Al [El-1] des données expérimentales de la vitesse de dérive pour des champs électriques réduits de 8 à 2000 Td. Les figures (5.2) et (5.4) représentent les vitesses de dérive et les coefficients de diffusion longitudinaux des ions atomiques en fonction du champ électrique réduit (E/N), dans le gaz étudié.

- **Paramètres de transport électroniques**

Ces données sont calculées à l'aide de méthodes de résolution de l'équation de Boltzmann écrites dans le cadre de l'approximation du régime hydrodynamique et adaptées à la simulation des expériences classiques de mesure des paramètres de transport (expérience du temps de vol). Ces méthodes de types multi termes ; c'est-à-dire capables de prendre en compte la forte anisotropie des fonctions de distribution due aussi bien aux processus vibrationnels des gaz moléculaires, qu'aux fortes valeurs de E/N rencontrées dans la chute cathodique, ont été développées par Yousfi [Yo-2], [Yo-3]. Les figures (5.1), (5.3) et (5.5) représentent les vitesses de dérive, les coefficients diffusion longitudinaux et les fréquences d'ionisation des électrons dans fonction du champ électrique réduit (E/N) dans le gaz étudié, ces données de base pour la simulation sont issues de la compilation de Yousfi [Yo-2]. La figure (5.6) représente l'énergie moyenne des électrons en fonction du champ réduit issue des travaux de Alkaa [Al-1].

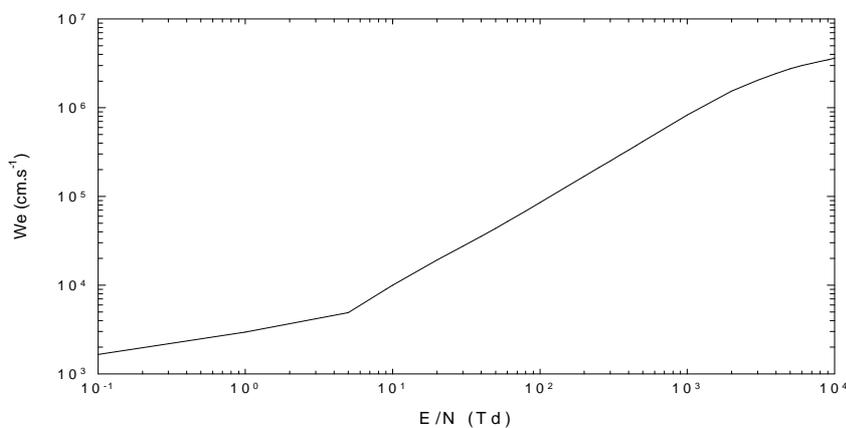


Figure 5.1 Vitesse de dérive des électrons dans l'argon en fonction du champ électrique.

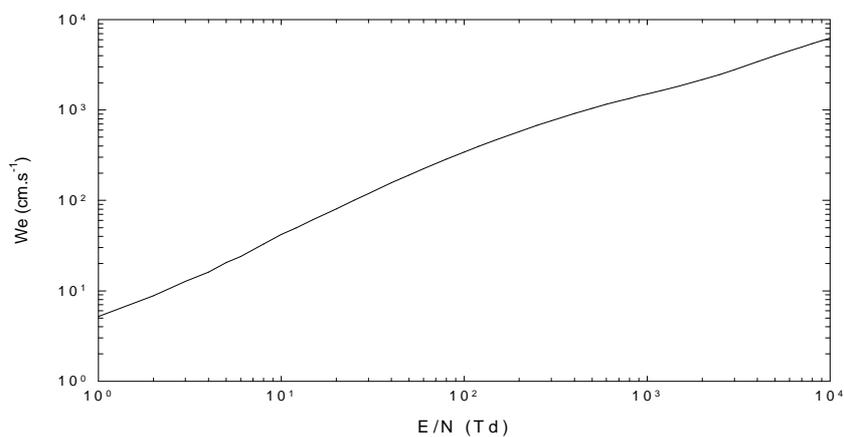


Figure 5.2 Vitesse de dérive des ions positifs Ar^+ dans l'argon en fonction du champ électrique.

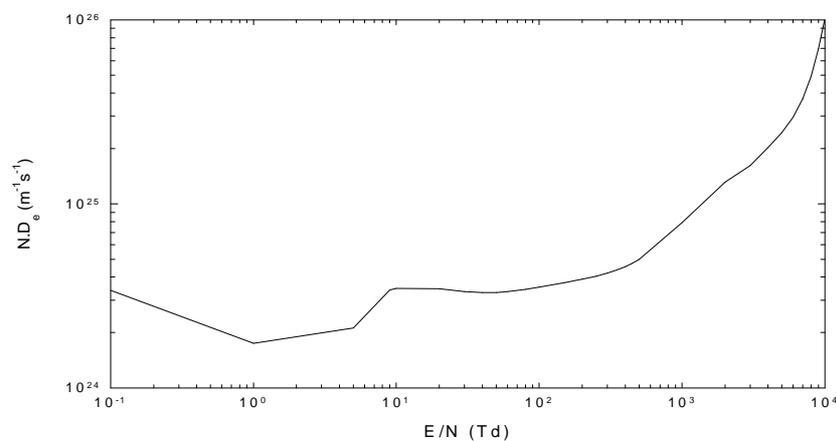


Figure 5.3 Coefficient de diffusion longitudinale des électrons dans l'argon en fonction du champ électrique.

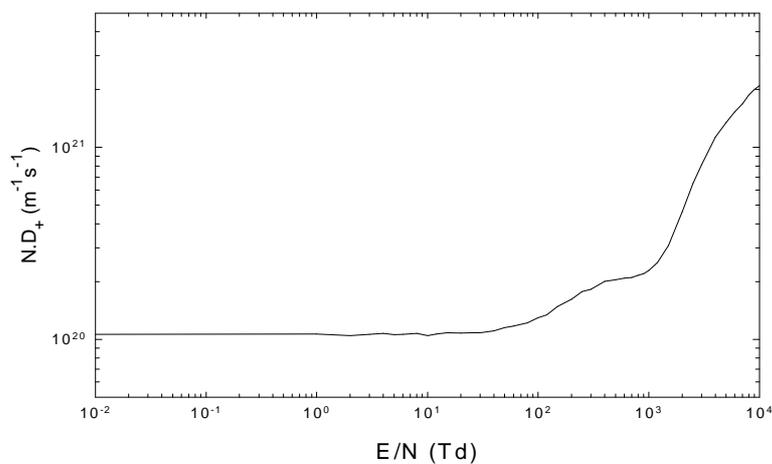


Figure 5.4 Coefficient de diffusion longitudinale des ions positifs Ar^+ dans l'argon en fonction du champ électrique.

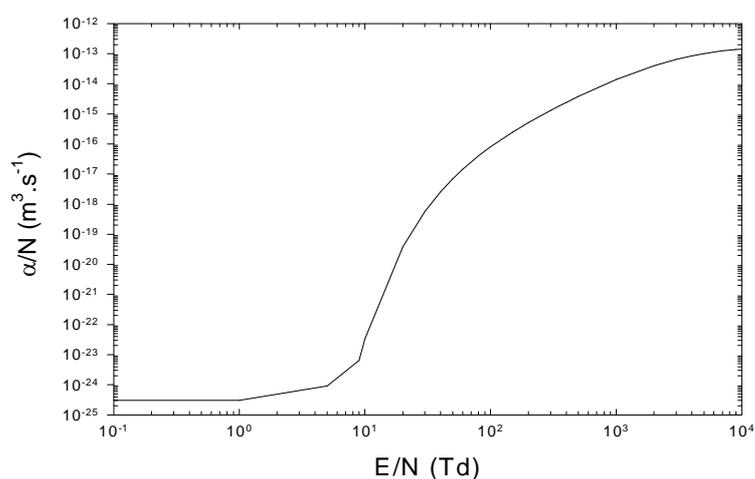


Figure 5.5 Fréquence d'ionisation par impact électronique dans l'argon en fonction du champ électrique.

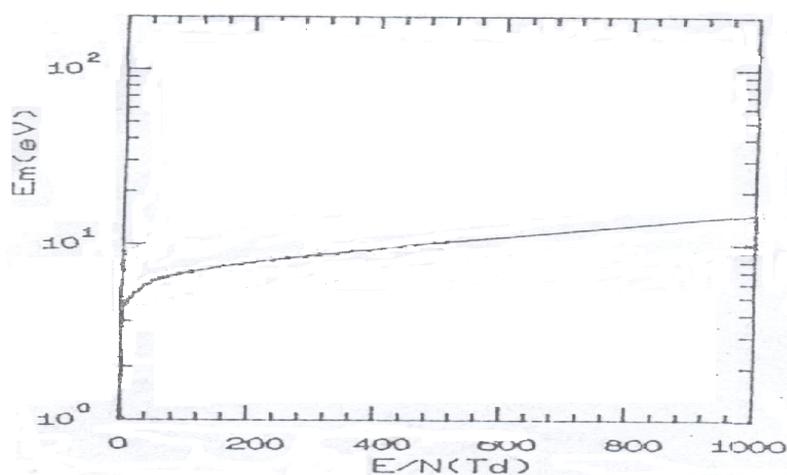


Figure 5.6 Energie moyenne des électrons dans l'argon en fonction du champ électrique.

Pour tester la méthode numérique de résolution des équations macroscopiques du modèle fluide d'ordre un en 1D et 2D, l'étude du transport des particules chargées dans l'argon [Ha-1,4][Gu-1], avec un terme source constant a été faite dans les mêmes conditions que celles de Lowke et Davies [Lo-1], avec des paramètres de transport constants, dans la gamme de champ électrique où la variation de ces coefficients de transport peut être négligée.

Pour le modèle fluide d'ordre deux, en se référant aux courbes (5.3), (5.5) et (5.6), nous avons étudié l'évolution de la décharge lumineuse avec un coefficient de diffusion électronique longitudinal et une fréquence d'ionisation dépendant de la température des électrons. Les autres paramètres de transport ainsi que les conditions de température et de pression du gaz, sont les mêmes que ceux adoptés par Lowke et Davies [Lo-1].

Le tableau (5.1) regroupe les données de base utilisées dans nos codes 1D et 2D :

PARAMETRES	VALEURS
Distance inter électrodes	$L = 0.30 \text{ cm}$
Pression du gaz	$P = 240 \text{ Torr}$
Température du gaz	$T = 293^\circ\text{K}$
Potentiel appliqué	$V_{\text{DC}} = 100 \text{ V}$
Coefficient de diffusion ionique	$D_i = 2 \cdot 10^{-2} / p \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$
Coefficient de diffusion électronique	$D_e = \mu_e k_B T_e / e$
Mobilité ionique	$N \mu_i = 3.6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-1} \text{ V}^{-1} \text{ S}^{-1}$
Mobilité électronique	$N \mu_e = 8.5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-1} \text{ V}^{-1} \text{ S}^{-1}$
Terme source constant	$S' = 8.6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$
Terme source d'ionisation	$K_{io} N n_e \exp(-E_{io} / k_B T_e)$
Terme source d'excitation	$K_{ex} N n_e \exp(-E_{ex} / k_B T_e)$
Coefficient de recombinaison	$\gamma = 8.81 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 / \text{s}$
Energie d'activation de l'ionisation	$E_{io} = 15.755 \text{ eV}$
Energie perdue par ionisation	$H_{io} = 15.75 \text{ eV}$
Energie d'excitation	$E_{ex} = 11.5 \text{ eV}$
Energie perdue par excitation	$H_{ex} = 11.5 \text{ eV}$
Facteur pré-exponentiel d'ionisation	$k_{io} = 1.56 \cdot 10^{-13} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$
Facteur pré-exponentiel d'excitation	$k_{ex} = 5 \cdot 10^{-15} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$

Tableau 5.1 Données de bases utilisées pour l'argon.

5.3.2 Conditions initiales et aux limites

La solution numérique des équations aux dérivées partielles dépend essentiellement de la nature des conditions initiales et aux limites et des pas d'intégration utilisés. Ces conditions sont donc physique électrique et numérique.

Les conditions aux limites des variables fondamentales dans les équations fluides Poisson sont représentées par les densités électroniques supposées égales à zéro sur les

électrodes, et les équations des densités ioniques obéissent aux conditions de Neumann. La température des électrons à la cathode est de 0.5 eV, à l'anode elle est supposée flottante et calculée à partir de la relation suivante :

$$\frac{5}{2} \nabla T_e - \frac{e}{k_B} \nabla V = 0 \quad (5.21)$$

Concernant les conditions aux limites sur les parois diélectriques (en 2D), nous avons supposé que le potentiel est flottant. Ce potentiel est déterminé de façon auto cohérente en fonction du flux des particules chargées atteignant le diélectrique selon la relation suivant [Fi-1]:

$$\frac{e}{\epsilon_0} \int_0^l [\Phi_i(t) - \Phi_e(t)]_n dT = -\nabla_n V(t) \quad (5.22)$$

Où le terme de droite représente le champ normal à la paroi diélectrique dû à la charge qui s'accumule sur sa surface. On suppose que la recombinaison des particules chargées sur la paroi est instantanée ainsi que la conductivité du diélectrique égale à zéro (diélectrique parfait). Ce qui nous conduit à supposer que les valeurs des densités électronique et ionique sont nulles sur la paroi diélectrique. La variation de la température électronique sur la paroi est aussi supposée flottante.

La distribution initiale du potentiel correspond au champ géométrique. Pour les électrodes planes parallèles, la distribution initiale de la densité électronique et ionique forme une gaussienne, l'expression est donnée par [Pa-1]:

✓ Modèle 1D :

$$n_e = n_i = 10^7 + 10^9 \left(1 - \frac{x}{L}\right)^2 \left(\frac{x}{L}\right)^2 \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (5.23)$$

✓ Modèle 2D :

$$n_e = n_i = \left[10^7 + 10^9 \left(1 - \frac{x}{L}\right)^2 \left(\frac{x}{L}\right)^2 + 1 - \frac{y}{L}\right]^2 \left(\frac{y}{L}\right)^2 \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (5.24)$$

La distribution initiale de la température électronique est prise constante (1 eV).

Le choix de la distribution initiale des densités et de la température des électrons n'a aucune influence sur l'état stationnaire. Elle a été également utilisée comme condition initiale pour accélérer la convergence vers l'état stationnaire [Fi-1].

5.4 COMPORTEMENT ELECTRIQUE D'UNE DECHARGE LUMINESCENTE EN 1D

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats de l'étude de la cinétique des électrons et des ions dans l'argon en présence d'une décharge luminescente basse pression

en régime continu en introduisant un terme source constant en appliquant les équations du code 1D. Le pas d'intégration dans le temps Δt est pris égal à 10^{-9} s. Ce pas a été déterminé dans le code numérique 1D et 2D de la décharge lumineuse développé dans [Ha-1] [Ha-2] [Ha-3]. Ce paramètre doit être inférieur à $\Delta x/v_i$ (Δx est le pas d'intégration dans l'espace et v_i la vitesse de dérive des ions) [Du-1]. Le nombre de points de discrétisation n_x utilisé dans notre code numérique est égal à 300.

Les données de base introduites dans notre modèle numérique sont rapportées dans le tableau 5.1. Toutes les caractéristiques électriques de la décharge lumineuse dans l'argon sont présentées dans ce chapitre à l'état stationnaire pour le régime normal de la décharge. Dans notre modèle, le potentiel à l'anode correspond à la valeur maximale de la tension appliquée soit 100V à $x_{\max}=L=0.3$ cm, la pression et la température dans l'enceinte du système sont constantes et égales respectivement à 240 Torr et 293 °K. Nous allons étudier les caractéristiques électriques de la décharge lumineuse dans l'argon (champ, potentiel, densités de charges, densités de courant, flux, énergie électronique) du modèle fluide d'ordre deux avec un terme source de collision et un coefficient de diffusion électronique variable dépendant de l'énergie électronique, puis avec un coefficient de diffusion électronique constant, et ensuite avec un terme source de collision dépendant du champ électrique, et effectuer une étude comparative des courbes obtenues avec celles du modèle fluide d'ordre un pour étudier l'influence de l'ordre du modèle sur les caractéristiques électriques.

5.4.1 Caractéristiques électriques de la décharge lumineuse dans l'argon

Dans ce paragraphe, nous présentons une étude de la cinétique des électrons et des ions dans l'argon du modèle fluide d'ordre deux, en présence d'un terme source constant de production de paires électrons ions pour l'entretien de la décharge, avec un coefficient de diffusion électronique variable dépendant étroitement de la valeur de l'énergie électronique. Les caractéristiques électriques de la décharge électrique dans l'argon à l'état stationnaire en géométrie mono cartésienne, sont présentées par les figures suivantes :

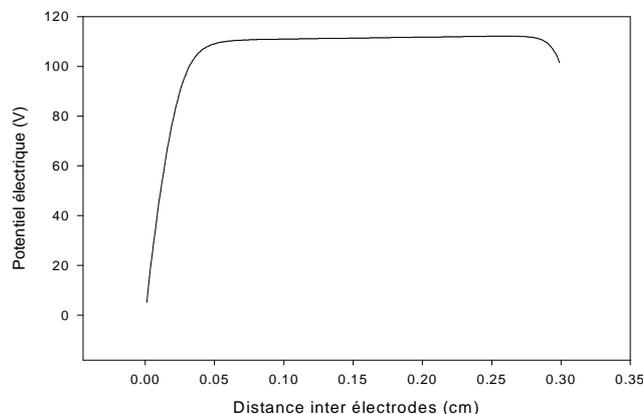


Figure 5.7 Distribution spatiale du potentiel électrique en régime stationnaire dans l'argon du modèle fluide d'ordre deux en 1D

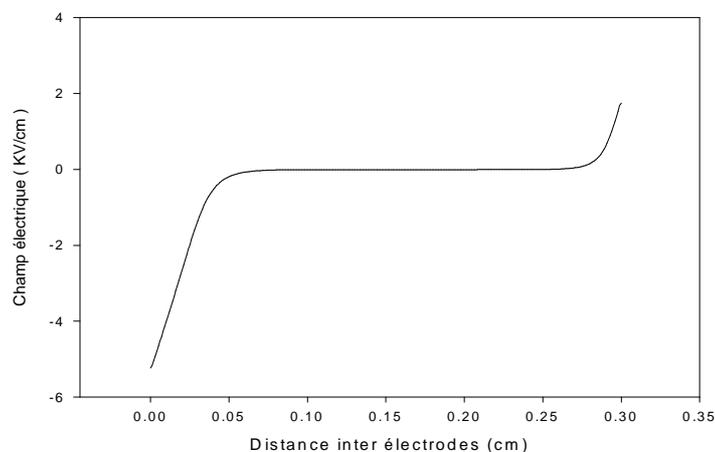


Figure 5.8 Distribution spatiale du champ électrique issue du code 1D du modèle fluide d'ordre deux.

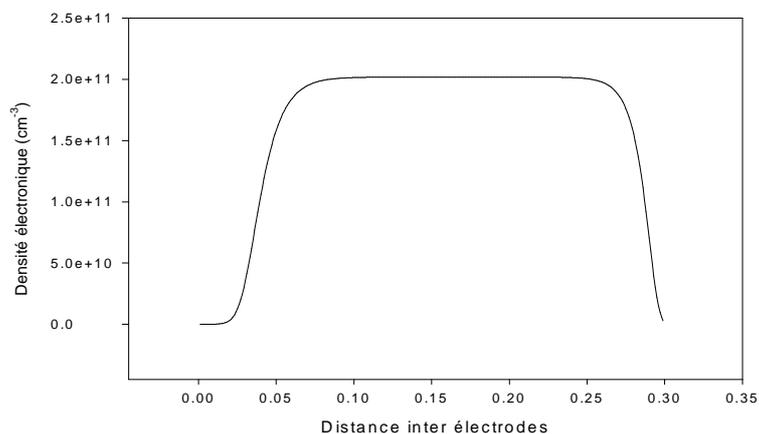


Figure 5.9 Distribution spatiale de la densité électronique issue du code 1D du modèle fluide d'ordre deux.

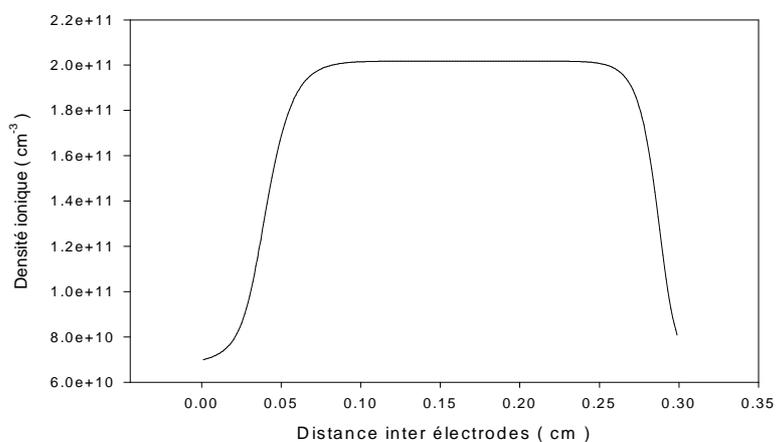


Figure 5.10 Distribution spatiale de la densité ionique issue du code 1D du modèle fluide d'ordre deux.

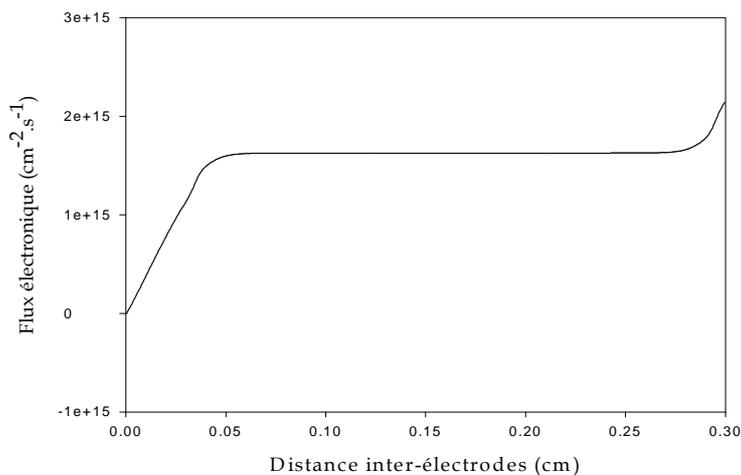


Figure 5.11 Distribution spatiale du flux électronique du code 1D du modèle fluide d'ordre deux.

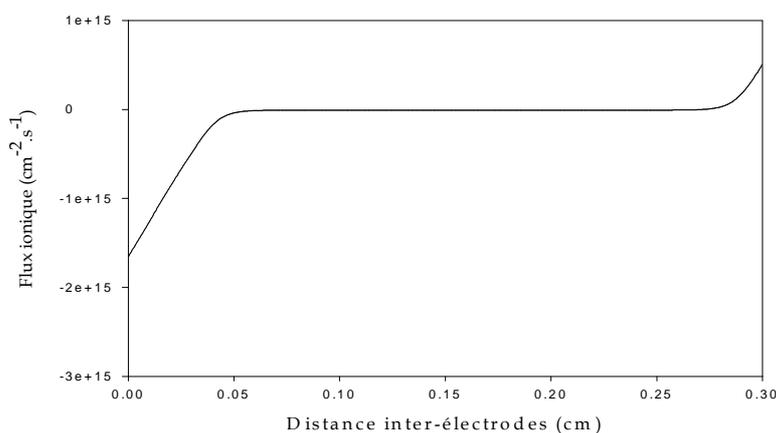


Figure 5.12 Distribution spatiale du flux ionique code 1D du modèle fluide d'ordre deux.

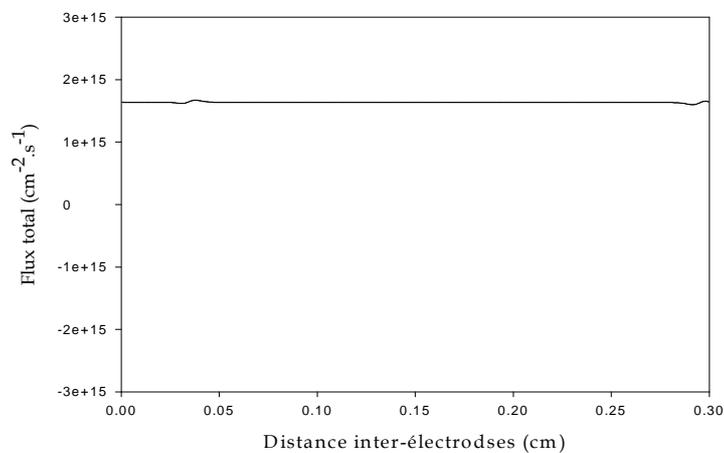


Figure 5.13 Distribution spatiale du flux total du code 1D du modèle fluide d'ordre deux.

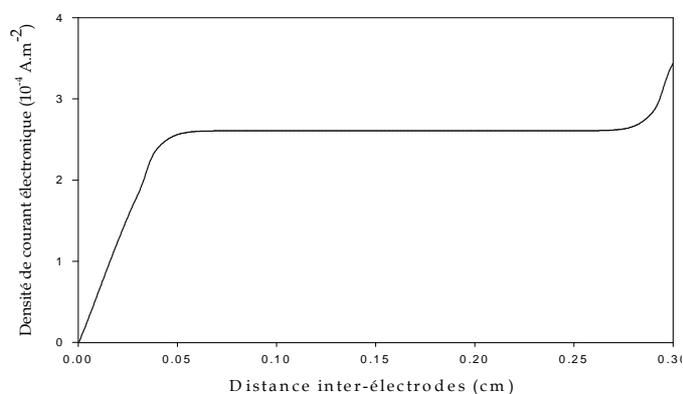


Figure 5.14 Distribution spatiale de la densité de courant électronique en 1D du modèle fluide d'ordre deux.

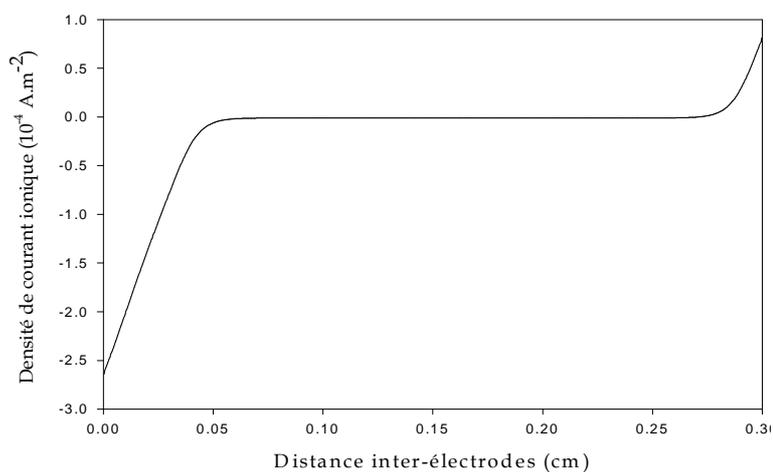


Figure 5.15 Distribution spatiale de la densité de courant ionique en 1D du modèle fluide d'ordre deux.

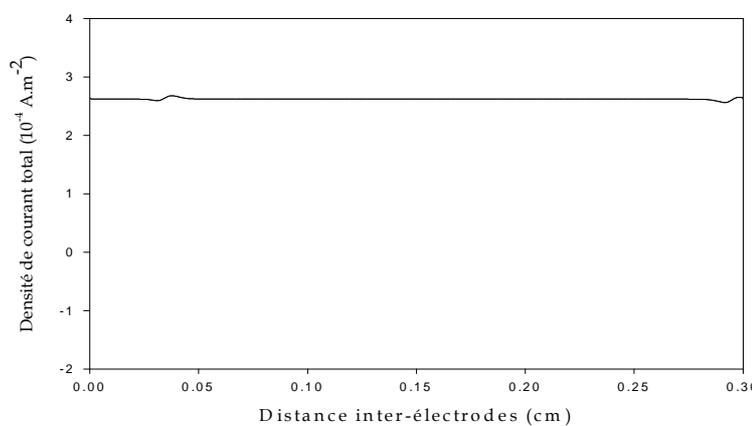


Figure 5.16 Distribution spatiale de la densité de courant totale en 1D du modèle fluide d'ordre deux.

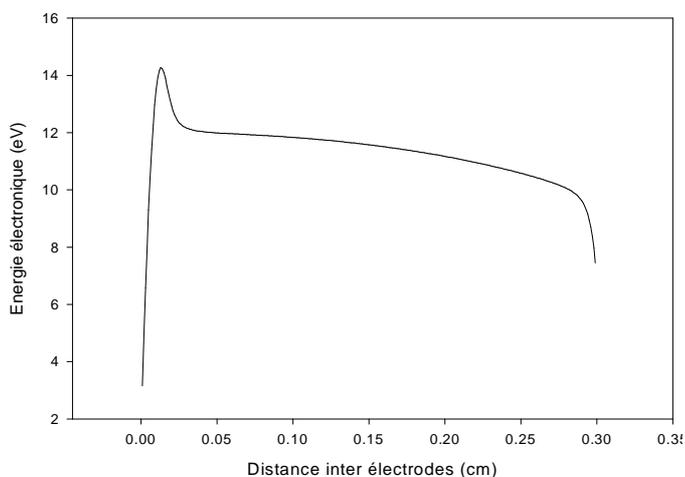


Figure 5.17 Distribution spatiale de la température électronique en 1D du modèle fluide d'ordre deux.

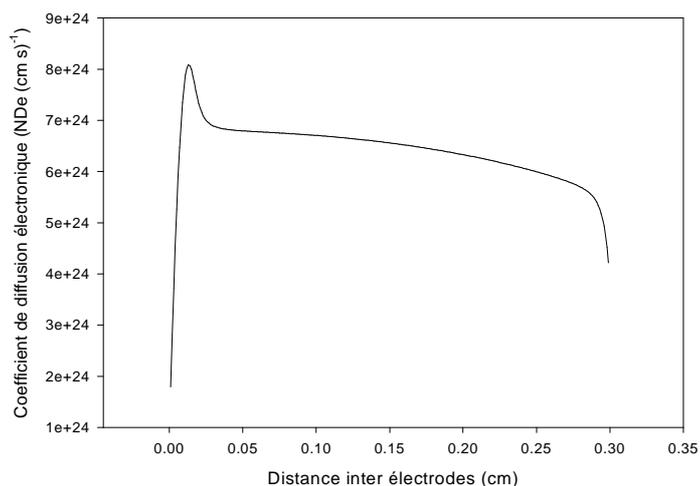


Figure 5.18 Distribution spatiale en 1D du coefficient de diffusion électronique du modèle fluide d'ordre deux.

Les figures de (5.7) à (5.18) représentent respectivement les distributions spatiales en 1D en régime stationnaire, du potentiel, du champ électrique, des densités électronique et ionique, des flux électronique et ionique et du flux total, des densités de courant électronique et ionique et de la densité de courant totale et enfin de l'énergie et de la diffusion électronique en fonction de la distance inter électrodes L . Elles montrent clairement la présence de trois régions distinctes. Il s'agit de la gaine cathodique, de la colonne positive et de la région anodique.

Nous remarquons une chute de potentiel importante dans la région cathodique, ceci est dû à la valeur de la densité de charge d'espace nette qui tend vers une valeur importante. Le champ électrique est linéaire dans la région de la chute cathodique à cause de la chute du potentiel. Egalement la première région est caractérisée par une densité électronique faible

par rapport à la densité ionique du fait que les électrons se déplacent beaucoup plus rapidement que les ions en présence d'un gradient de potentiel (leur vitesse de dérive étant beaucoup plus importante que celle des ions) ce qui entraîne un dépeuplement d'électrons dans cette zone.

La région de la colonne positive est caractérisée par un potentiel, un champ et des densités électronique et ionique constants, la valeur maximale des densités des particules chargées atteinte dans cette région est de $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, la densité de la charge d'espace nette est donc nulle.

Dans la région anodique la densité ionique est relativement importante par rapport à la densité électronique à cause du terme constant S' , le potentiel reste constant, presque égal au potentiel anodique, le champ est alors quasi nul.

Les flux de densités de particules et leurs densités de courant correspondant, étant proportionnels à la densité des charges ont mêmes allures que les densités.

La figure (5.17) montre bien que les électrons sont très énergétiques dans la région cathodique du fait de la présence du champ électrique croissant et intense, l'énergie acquise les accélère vers la colonne positive et lors de leur déplacement ils effectuent des collisions d'ionisation fortement endothermiques avec les neutres, ce qui se traduit par un refroidissement des électrons.

Dans la région de la colonne positive, la variation de la distribution de l'énergie des électrons est quasi linéaire, les électrons continuent leur déplacement vers l'anode en effectuant des collisions d'attachement ionique.

Près de l'anode, la diminution de l'énergie est brutale due au déplacement des électrons dans le sens inverse du champ.

5.4.2 Caractéristiques électriques de la décharge luminescente avec un coefficient de diffusion électronique constant

Les figures (5.19) à (5.23) représentent la distribution à l'état stationnaire; des caractéristiques électriques essentielles dans l'espace inter électrodes d'une décharge luminescente, entretenue par un terme source constant avec un coefficient de diffusion électronique constant. Le modèle numérique utilisé et les données de base pour la simulation sont similaires à ceux utilisés précédemment, le coefficient de diffusion électronique constant est donné par [Pa-1] soit: $ND_e = 1.7 \cdot 10^{22} (\text{cm s})^{-1}$, cette valeur a été utilisé dans le chapitre IV dans le modèle fluide d'ordre un.

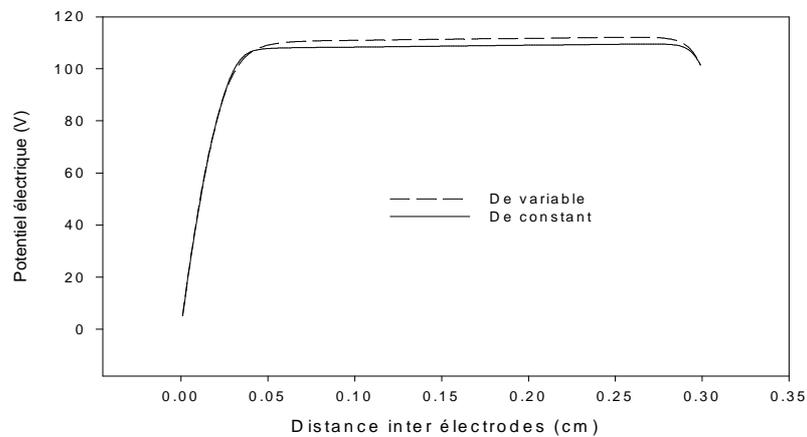


Figure 5.19 Distribution spatiale du potentiel électrique dans les cas d'un coefficient de diffusion électronique constant et dépendant de l'énergie électronique.

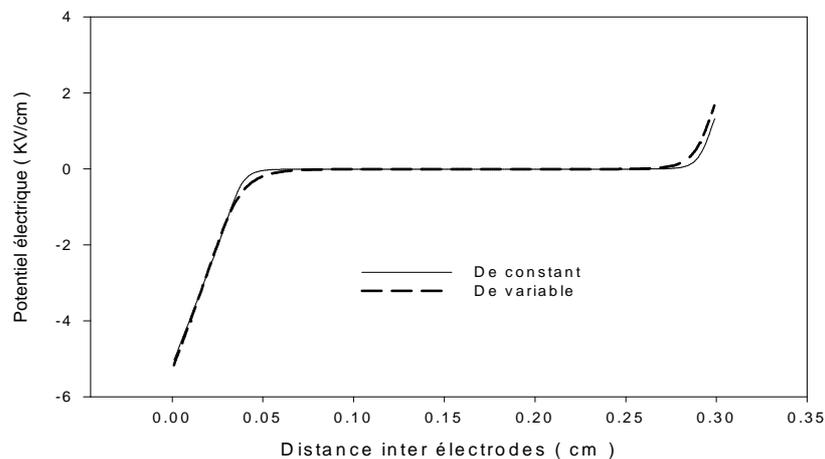


Figure 5.20 Distribution spatiale du champ électrique dans les cas, d'un coefficient de diffusion électronique constant et dépendant de l'énergie électronique.

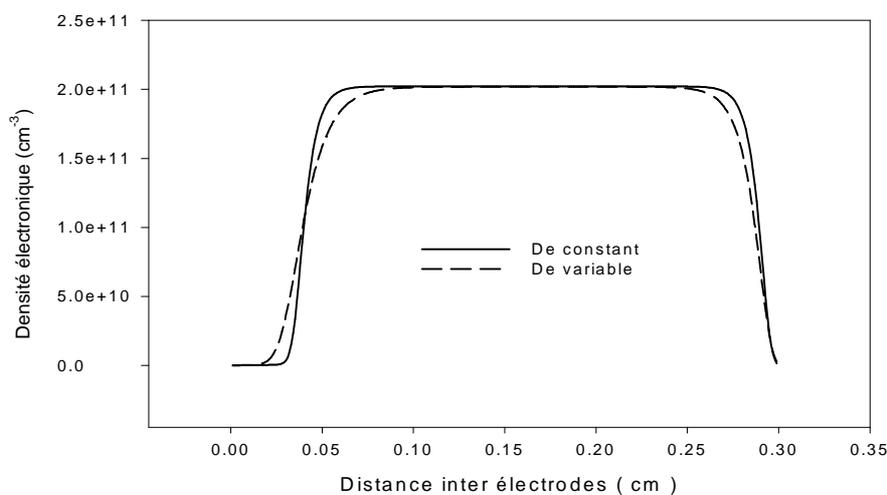


Figure 5.21 Distribution spatiale de la densité électronique dans les cas d'un coefficient de diffusion électronique constant et dépendant de l'énergie électronique.

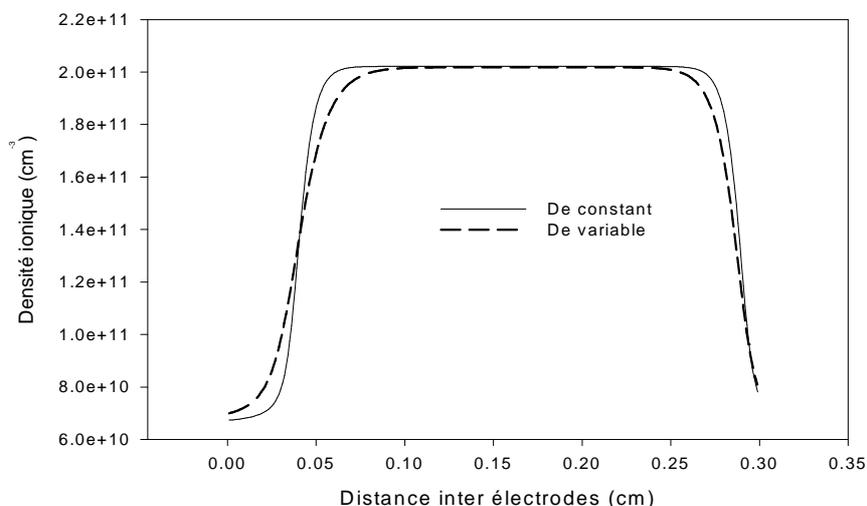


Figure 5.22 Distribution spatiale de la densité ionique dans les cas d'un coefficient de diffusion électronique constant et dépendant de l'énergie électronique.

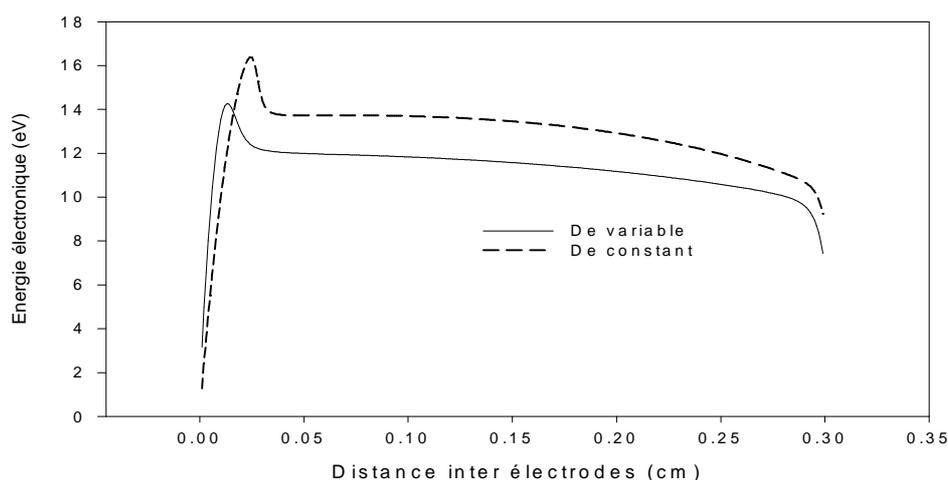


Figure 5.23 Distribution spatiale de l'énergie électronique dans les cas d'un coefficient de diffusion électronique constant et dépendant de l'énergie électrique

Les figures (5.19) à (5.23) représentent respectivement les distributions spatiales en 1D en régime stationnaire, du potentiel et du champ électrique, des densités électronique et ionique et de l'énergie électronique issues du coefficient de diffusion électronique fonction et indépendant de l'énergie électronique. Elles montrent clairement dans les deux cas, la présence de trois régions distinctes : la gaine cathodique, la colonne positive et la région anodique. La région de la colonne positive est caractérisée par un rétrécissement dans le cas de où le paramètre de transport dépend de l'énergie électronique, les densités électronique et ionique sont constantes et quasi égales, comme pour les figures (5.21) et (5.22) le maximum de la densité pour les espèces chargées dans cette région est de $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

La figure (5.23) montre bien que les électrons gagnent rapidement de l'énergie dans la région cathodique du fait de la présence du champ électrique croissant et plus intense dans le cas d'une diffusion électronique variable, ce qui augmente la diffusion des électrons (figure 5.18) et ce qui se traduit par un élargissement de la zone cathodique. Les paramètres de transport utilisés par Lowke et Davies sont surestimés, ce qui a entraîné l'expansion de la colonne positive.

5.4.3 Influence de l'ordre du modèle fluide

Dans ce chapitre on se propose d'étudier l'influence de l'ordre du modèle sur les caractéristiques électriques de la décharge lumineuse. Pour cela on utilisera les résultats précédents pour le modèle fluide d'ordre deux utilisant un coefficient de diffusion électronique et un coefficient d'ionisation dépendant de l'énergie locale (équations 5.1 à 5.5), pour le modèle fluide d'ordre un, le coefficient d'ionisation est fonction du champ local (équations 4.15 à 4.20). Dans l'expression du terme source, les processus collisionnels considérés sont l'ionisation et la recombinaison des particules.

Les résultats de la simulation des caractéristiques électriques de la décharge lumineuse dans l'argon à l'état stationnaire sont représentés par les courbes suivantes :

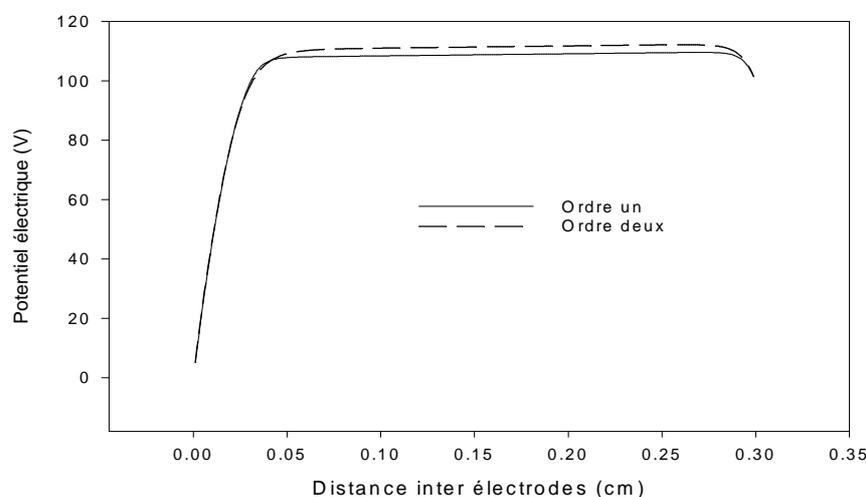


Figure 5.24 Distribution spatiale du potentiel électrique dans les cas des modèles fluides d'ordre un et deux.

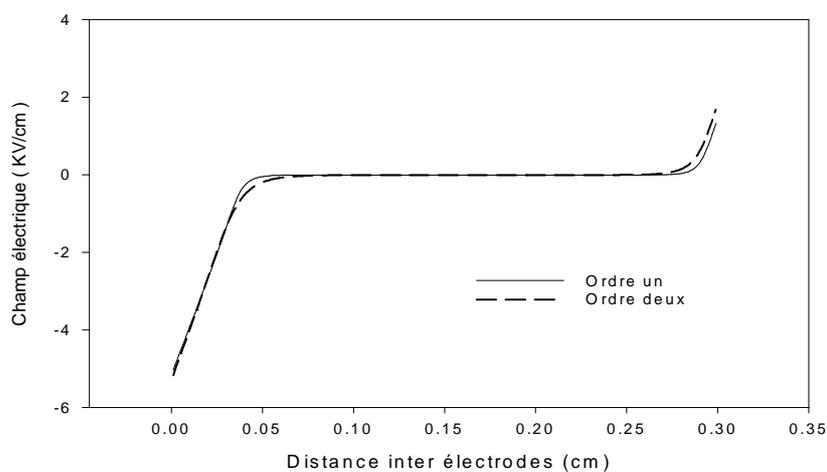


Figure 5.25 Distribution spatiale du champ électrique dans les cas des modèles fluides d'ordre un et deux.

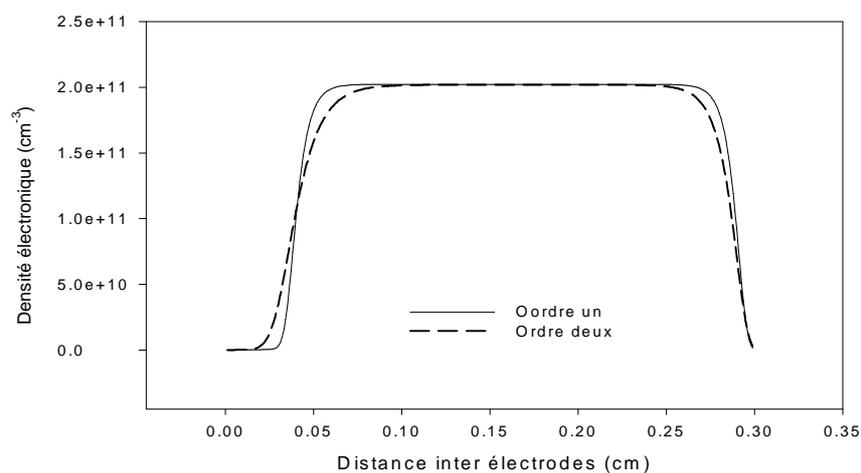


Figure 5.26 Distribution spatiale de la densité électronique dans les cas des modèles fluides d'ordre un et deux.

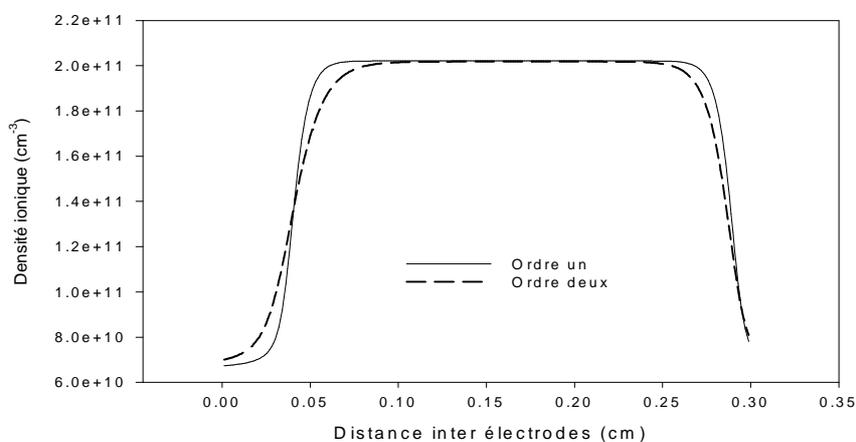


Figure 5.27 Distribution spatiale de la densité ionique dans les cas des modèles fluides d'ordre un et deux.

Les courbes de variation du potentiel électrique, du champ électrique et des densités électriques d'une décharge lumineuse entretenue par un terme source constant, obtenues en utilisant l'approximation du champ local et celles obtenues en utilisant l'approximation de l'énergie locale montrent l'influence de l'ordre sur les caractéristiques électriques de la décharge. Les courbes utilisant l'approximation du champ local sont confondues avec celles obtenues utilisant l'approximation de l'énergie locale dans le cas d'un coefficient de diffusion constant, d'où l'effet de l'énergie électronique sur le paramètre de diffusion électronique.

On peut déduire également, que l'influence du coefficient de diffusion électronique est prépondérante par rapport à l'influence de la fréquence d'ionisation sur l'ordre du modèle, ceci est due à la forte valeur du terme de production (S') qui produit une forte concentration des densités comparée à ceux créés par le processus d'ionisation.

Pour diminuer l'effet du terme source S' , nous utilisons les conditions de simulation différentes qui correspondent à des conditions expérimentales de Leffert et AL [Le-1] et des conditions de simulations de Lowke et Davies [Lo-1] où S' représente la fonction source de production par photo ionisation due aux rayons gamma :

$S' = 3.6 \cdot 10^{14} \text{ (cm}^{-3} \text{ s}^{-1}\text{)}$ sous une tension entre les électrodes de $V_{DC} = 50\text{V}$. Pour diminuer l'effet du coefficient de diffusion sur l'ordre du modèle, l'étude est réalisée avec un coefficient de diffusion électronique constant.

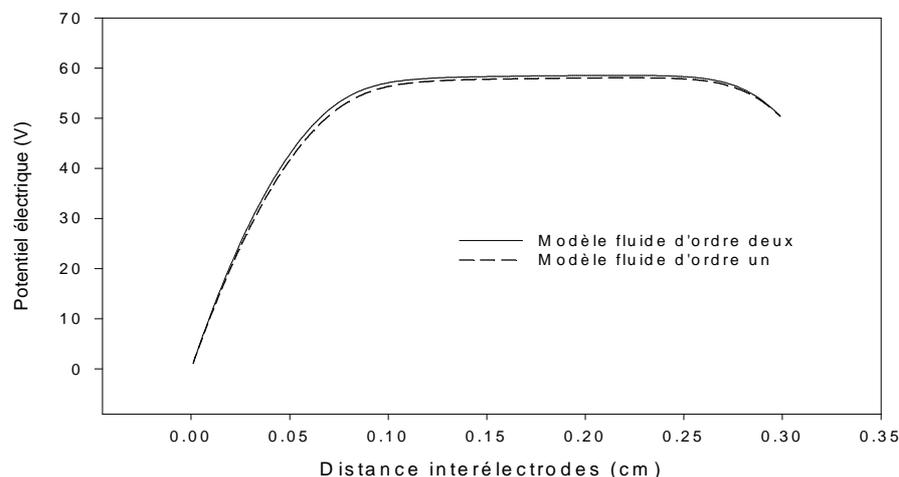


Figure 5.28 Distribution spatiale du potentiel électrique.

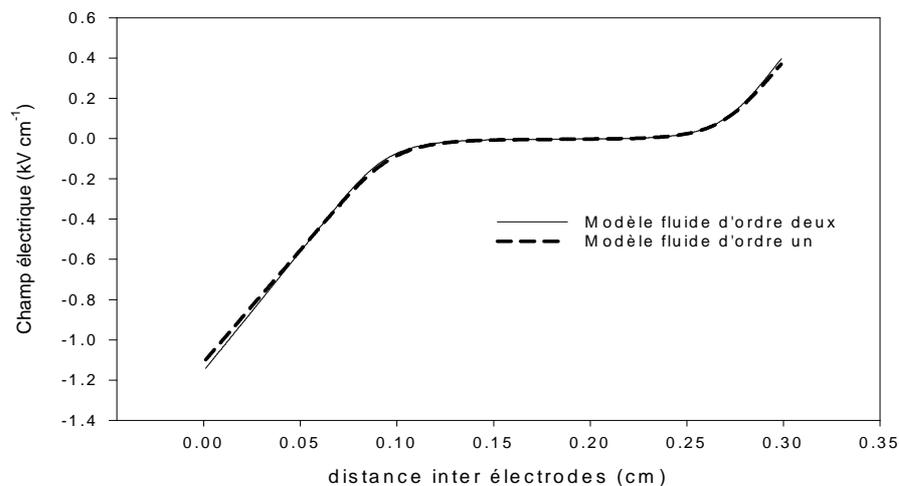


Figure 5.29 Distribution spatiale du champ électrique.

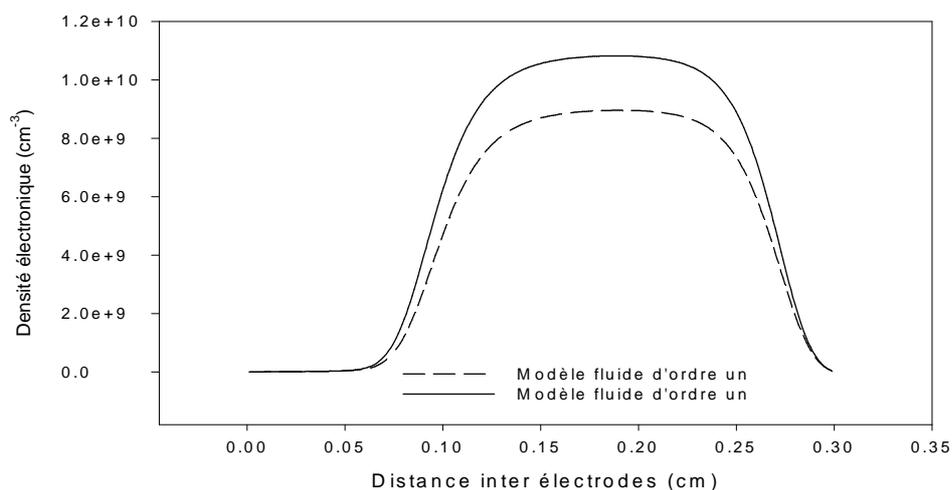


Figure 5.30 Distribution spatiale de la densité électronique.

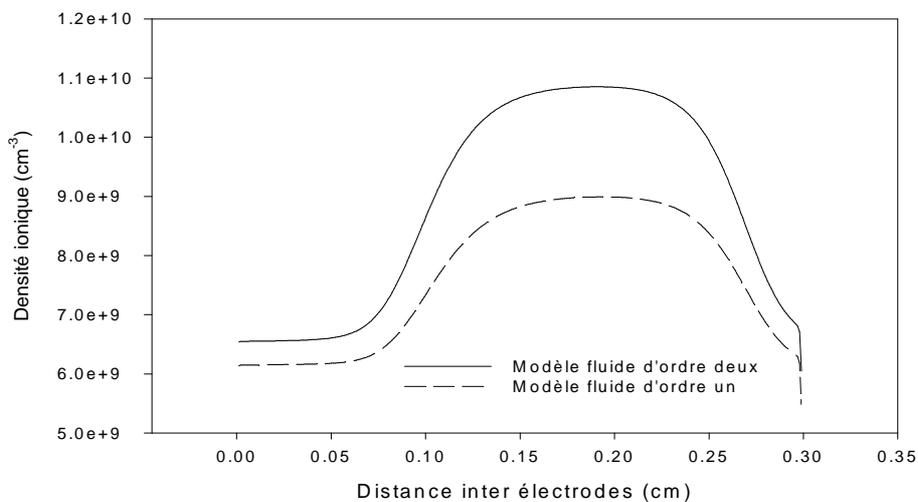


Figure 5.31 Distribution spatiale de la densité ionique.

Les courbes de variation du potentiel électrique, du champ électrique et des densités des charges électriques, d'une décharge lumineuse entretenue par un terme source constant obtenues en utilisant l'approximation du champ local et celles obtenues en utilisant l'approximation de l'énergie locale montrent l'influence de l'ordre du modèle sur ces caractéristiques. Les courbes en 1D montrent également les trois régions de la décharge lumineuse en régime normal: la gaine cathodique, la colonne positive, plus étroite, et la région anodique :

Les courbes du potentiel et du champ électrique à l'état stationnaire sont presque confondues, l'influence du champ local est presque la même que celle de l'énergie locale sur ces distributions. Par contre les densités de charges issues du modèle fluide d'ordre deux ont des valeurs supérieures à celle obtenues par le modèle fluide d'ordre un, surtout dans la colonne positive. Cette augmentation de concentration des densités est due au processus d'ionisation qui augmente avec l'énergie des électrons.

En complément à cette étude, pour mieux mettre en évidence l'influence de l'ordre sur les caractéristiques, nous avons exprimé les paramètres essentiels du terme source de l'équation de l'énergie en utilisant l'approximation du champ local, en combinant les équations (4.15) et (5.6), d'où l'équation :

$$S_{\varepsilon} = -S_{\varepsilon_e} - e\Phi_e E - H_{i0} n_e \alpha (E/N) \mu_e E + E_{i0} \gamma n_e n_i \quad (5.28)$$

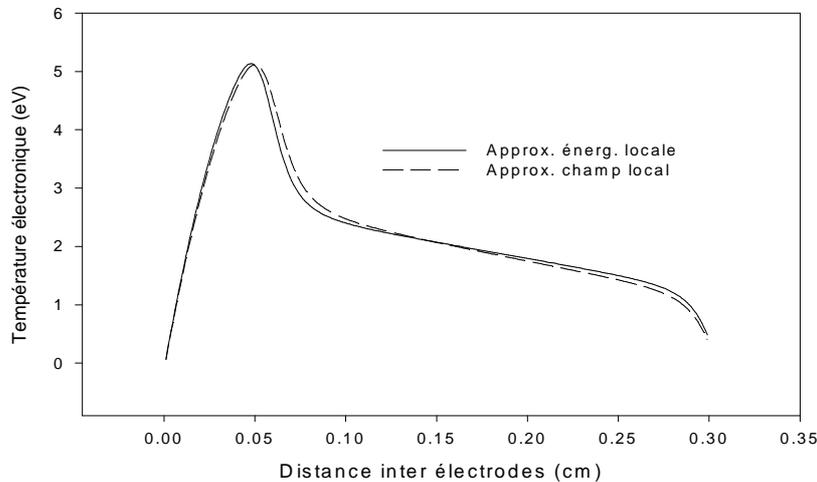


Figure 5.32 Distribution spatiale de la température électronique.

Pour le modèle fluide utilisant l'approximation de l'énergie locale, l'augmentation des densités augmente l'effet du champ électrique et la recombinaison des porteurs, ce qui tend à augmenter l'énergie des électrons, mais cette augmentation de concentration augmente également le processus d'ionisation qui diminue l'énergie des électrons, d'où l'énergie électronique est presque la même pour les deux modèles. Cette étude permet également de

mettre en évidence l'influence du choix de la valeur du terme source net (S') sur les caractéristiques électriques de la décharge ainsi que sur le régime de la décharge.

5.4.4 Test de validité dans l'argon

L'influence de l'ordre du modèle étant établie en diminuant l'influence du terme source net (S') et vu la complexité du schéma numérique adopté pour la simulation d'une décharge lumineuse, nous validons les courbes obtenues précédemment, en comparant nos résultats (courbes 5.24 à 5.27) du modèle fluide d'ordre deux avec ceux obtenus par le modèle fluide d'ordre un, déjà validé dans la chapitre IV en comparaison avec les travaux de Lowke et Davies [Lo-1]. Les courbes des flux électronique et ionique et du flux total (courbes 5.11, 5.12, 5.13) sont également validées par comparaison avec les résultats de Lowke et Davies. La figure (5.33), montre que les résultats issus de notre modèle sont en très bon accord avec les résultats de ces auteurs.

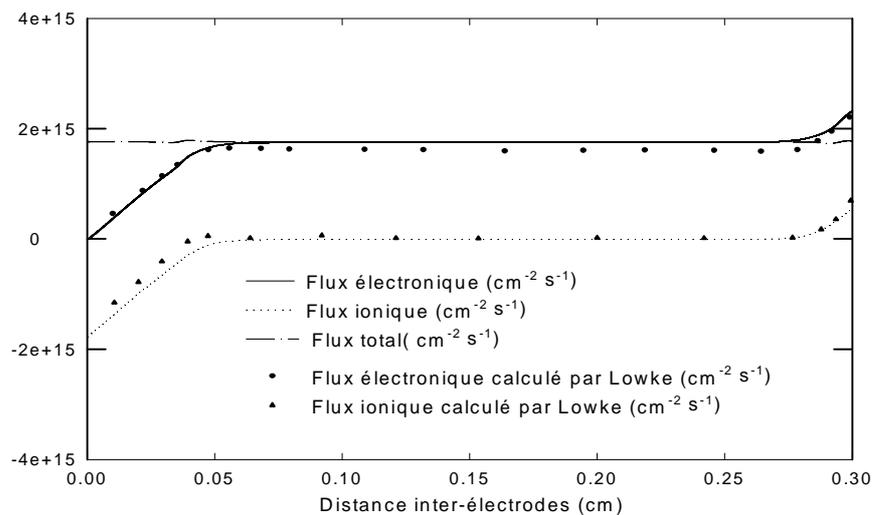


Figure 5.33 Distribution spatiale des flux ionique et électronique en régime stationnaire dans l'argon.

Les propriétés électriques du modèle fluide d'ordre deux de la décharge lumineuse entretenue par un terme source constant, sont en bon accord avec les résultats obtenus par Lowke et Davies [Lo-1], ce qui valide le code numérique 1D utilisé.

5.4.5 Caractéristiques électriques de la décharge lumineuse avec un coefficient de recombinaison dépendant de l'énergie électronique.

Dans les modèles fluides d'ordre un et deux, nous avons utilisé un coefficient de recombinaison des ions Ar_2^+ , constant égal à $8.81 \cdot 10^{-7} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ issu des travaux Lowke et Davies [Lo-1], afin de valider nos résultats. Cette approximation étant justifiée du fait de la rapide diminution de la densité des électrons loin de la zone de plasma. Le coefficient de

recombinaison des ions a été déterminé expérimentalement par Mehr [Me-2], il est relié à l'énergie électronique par l'expression :

$$\gamma = 7.610^{-8} / (\bar{\varepsilon})^{0.67} \quad (5.29)$$

Où $(\bar{\varepsilon})$ est l'énergie moyenne de l'électron exprimé en (eV).

Les courbes de variation en 1D, du potentiel électrique, du champ électrique, des densités de charges électriques et de l'énergie électronique, à l'état stationnaire, d'une décharge lumineuse, dans l'argon, entretenue par un terme source constant obtenues en utilisant un coefficient de recombinaison variable dépendant de l'énergie électronique et un coefficient de recombinaison constant, sont représentées par les figures suivantes:

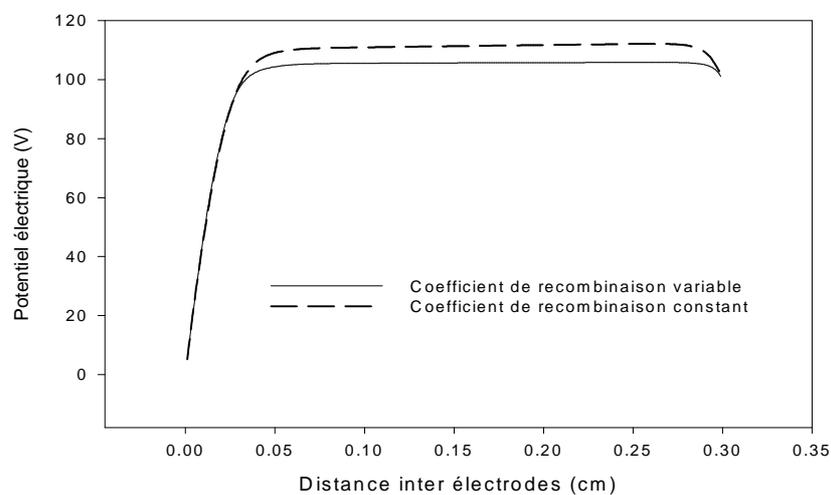


Figure 5.34 Distribution spatiale du potentiel électrique dans les cas d'un coefficient de recombinaison constant et variable dépendant de l'énergie électronique

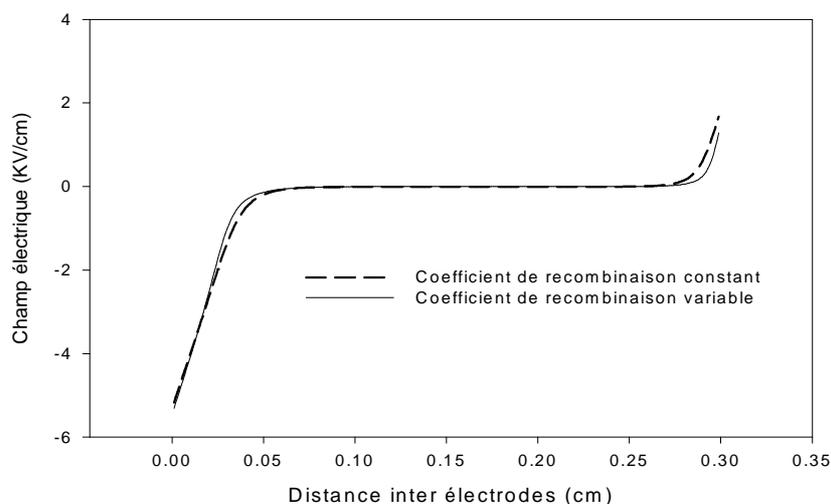


Figure 5.35 Distribution spatiale du champ électrique dans les cas, d'un coefficient de recombinaison constant et dépendant de l'énergie électrique.

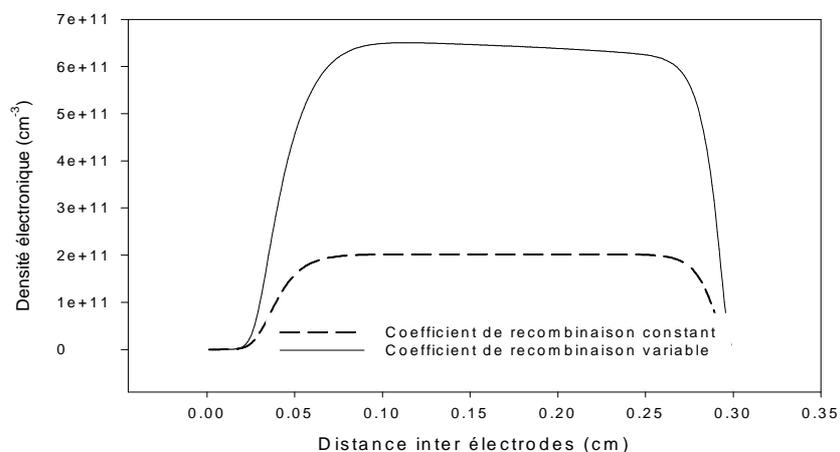


Figure 5.36 Distribution spatiale des densités électroniques dans les cas d'un coefficient de recombinaison constant et dépendant de l'énergie électrique.

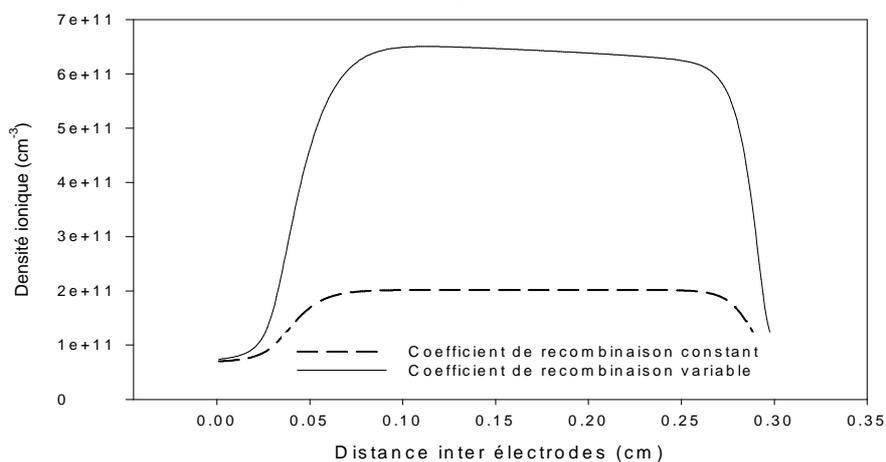


Figure 5.37 Distribution spatiale des densités ioniques dans les cas d'un coefficient de recombinaison constant et variable dépendant de l'énergie électronique.

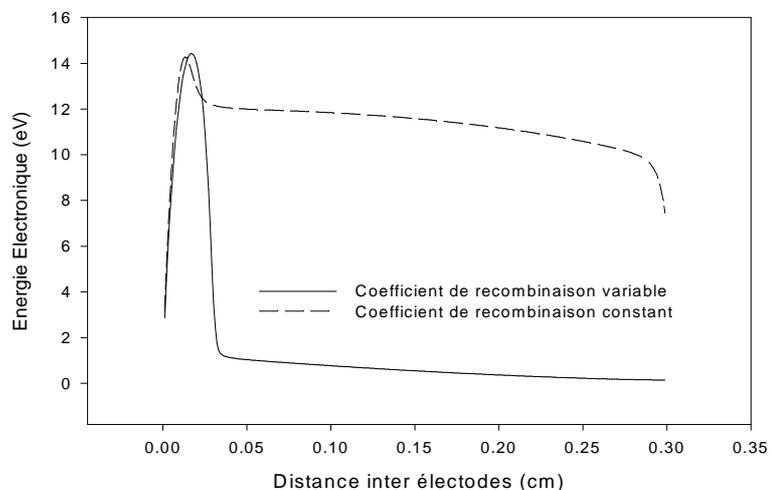


Figure 5.38 Distribution spatiale de l'énergie électronique dans les cas d'un coefficient de recombinaison constant et variable dépendant de l'énergie électronique.

Les courbes de variation des principales caractéristiques électriques en 1D montrent l'influence du coefficient de recombinaison. L'augmentation de l'énergie des électrons dans la région cathodique, due à leur accélération par le champ électrique intense et croissant, augmente le processus d'ionisation, qui se traduit par une augmentation des densités des espèces, le coefficient de recombinaison par contre s'en trouve diminuer vu la relation inversement proportionnelle avec l'énergie électronique (équation 4.29). Ainsi le taux de recombinaison des ions d'argon avec les électrons diminue et la densité des électrons et des ions augmente dans la région de la colonne positive.

Une étude des caractéristiques électriques d'une décharge luminescente dans l'argon, entretenue par un terme source constant utilisant le modèle fluide d'ordre un et des paramètres de transport variables dépendant du champ électrique réduit basée sur les figures (5.1) à (5.5), a été faite par Hamid [Ha_5]. En se référant à la figure (5.6) on peut également déduire que pour des paramètres variables dépendant de l'énergie électronique, la distribution du champ et du potentiel électrique et les densités ionique et électronique est caractérisée par une expansion de la colonne positive. Ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenus par Lowke et Davies [Lo-1], néanmoins les paramètres de transport utilisés par Lowke et Davies sont surestimés, ce qui a entraîné l'expansion des régions cathodique et anodique et par conséquent une augmentation plus rapide et plus intense de l'énergie électronique dans la région cathodique.

En conclusion, cette étude en 1D nous a permis de mettre en évidence l'influence de la fréquence d'ionisation, du coefficient de recombinaison et du coefficient de diffusion électronique dépendant de l'énergie moyenne électronique ; ce qui caractérise d'une manière objective le modèle fluide d'ordre deux ; sur les caractéristiques électriques de la décharge luminescente et par conséquent, l'influence du choix de l'ordre du modèle fluide.

Pour une meilleure compréhension de la décharge luminescente dans tout son volume, nous allons aborder le modèle fluide d'ordre deux dans une configuration géométrique cartésienne à deux dimensions.

5.5 COMPORTEMENT ELECTRIQUE D'UNE DECHARGE LUMINESCENTE EN 2D

5.5.1 Conditions de simulation en 2D

Dans ce paragraphe, nous allons étudier le comportement électrique d'une décharge luminescente avec un terme source d'ionisation constant dans une configuration bidimensionnelle, en appliquant les équations du code 2D du paragraphe (5.2.2).

Dans notre étude, le potentiel à l'anode est fixé à 100 volts et la distance inter électrodes est égale à 0.3 cm, la largeur des électrodes est égale à la distance inter électrodes. Les données de base introduites dans notre modèle numérique sont rapportées dans le tableau 5.1. Le pas d'intégration dans le temps Δt est pris constant égal à 10^{-9} s. Le terme source S' dans notre modèle est pris égal à $3.6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ [Lo-1].

Dans ce qui suit, nous allons présenter les distributions spatiales du potentiel et du champ électrique et ses composantes transversale et longitudinale, des densités ionique et électronique, du terme source net de production de paires électrons ions et de l'énergie électronique à l'état stationnaire, dans une décharge lumineuse basse pression en régime continu en géométrie bidimensionnelle.

5.5.2 Distribution spatiale du potentiel et du champ électrique

Sur les figures (5.39), (5.32) et (5.33), nous avons représenté les distributions spatiales respectivement, du potentiel électrique et des champs longitudinal et transversal à l'état stationnaire.

Nous remarquons sur la figure (5.39), une importante chute de potentiel dans la région de la gaine cathodique. Cette chute de potentiel est l'une des caractéristiques propre à la décharge lumineuse. Dans la colonne positive et la région anodique, le potentiel est quasi constant. La valeur du potentiel dans ces deux régions est presque égale au potentiel appliqué à l'anode, ceci est dû à la valeur de la densité de charge d'espace nette qui tend vers zéro dans la colonne positive.

La figure (5.40) représente la distribution de la composante longitudinale du champ électrique. Dans la région cathodique la variation du champ est linéaire à cause de la chute du potentiel. Le champ longitudinal est quasi nul dans la colonne positive car la variation du potentiel est presque constante. En 2D, on remarque bien les effets de bord au niveau de l'anode, à cause de la forme géométrique des électrodes.

La figure (5.41) représente la distribution du champ transversal, on remarque que cette composante du champ est symétrique par rapport à la direction de déplacement longitudinal naturel des particules chargées. Elle change de signe de part et d'autre de cette direction. Cela signifie que ce champ électrique transversal fait dériver vers le centre de la décharge les particules chargées qui ont tendance à s'écarter de son axe de déplacement par diffusion ionique et électronique. Les électrons et les ions sont ramenés sans cesse vers l'intérieur de la décharge tant que celle-ci reste établie.

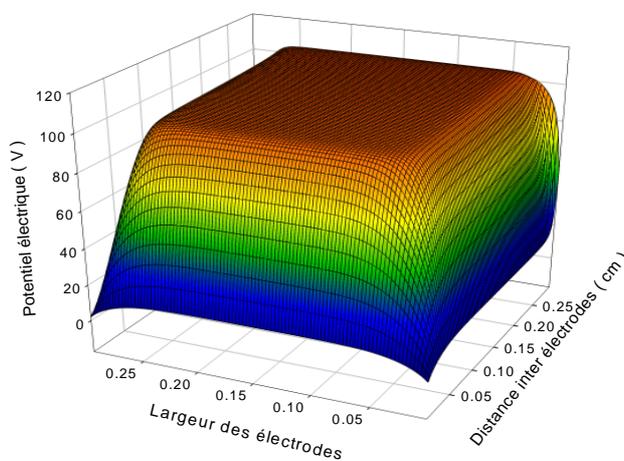


Figure 5.39 Distribution spatiale en 2D du potentiel électrique.

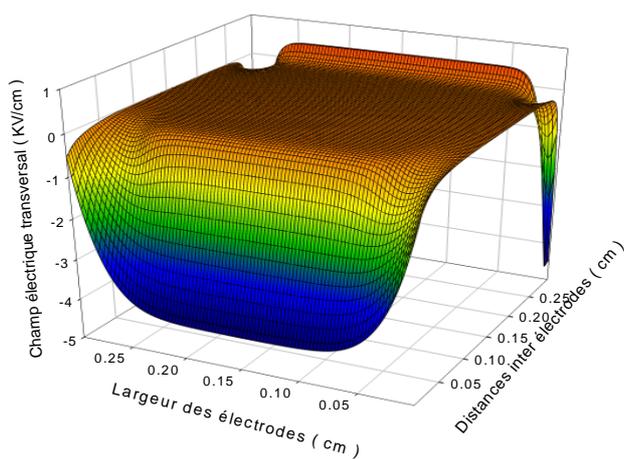


Figure 5.40 Distribution spatiale en 2D du champ électrique longitudinal

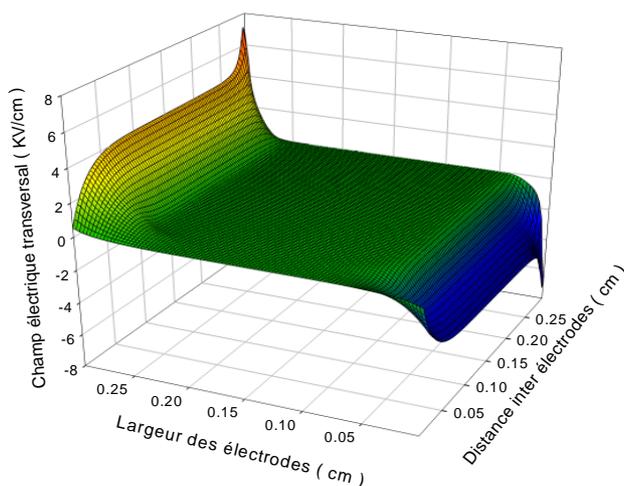


Figure 5.41 Distribution spatiale en 2D du champ électrique transversal.

5.5.3 Distribution spatiale des densités électronique et ionique

Les figures (5.42) à (5.45) représentent les distributions spatiales des densités électronique et ionique et leur flux de densités, à l'état stationnaire de la décharge. Comme pour le modèle 1D, nous remarquons les trois régions distinctes d'une décharge lumineuse normale : la gaine cathodique, la colonne positive et la région anodique.

La première région est caractérisée par une densité électronique négligeable par rapport à la densité des ions. Ce gradient de densité dans cette région est dû au fait que les électrons se déplacent beaucoup plus rapidement que les ions en présence d'un gradient de potentiel, ce qui entraîne le dépeuplement de cette région par les électrons.

La région de la colonne positive ; région où se forme le plasma ; est caractérisée par des densités électronique et ionique qui sont constantes et quasi égales. Par conséquent, la charge d'espace nette est négligeable. Le maximum de la densité pour les espèces chargées dans cette région est de $2.10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Dans la région anodique, la densité ionique est relativement importante par rapport à la densité électronique à cause du terme source constant S' . Les figures des densités électronique et ionique présentent également une certaine symétrie de distribution par rapport à l'axe de symétrie porté au milieu de la largeur des deux électrodes.

La propriété la plus remarquable du régime normal est que le flux des particules chargées, constituant la densité du courant, reste pratiquement constant sur l'axe de la décharge pendant son expansion radiale.

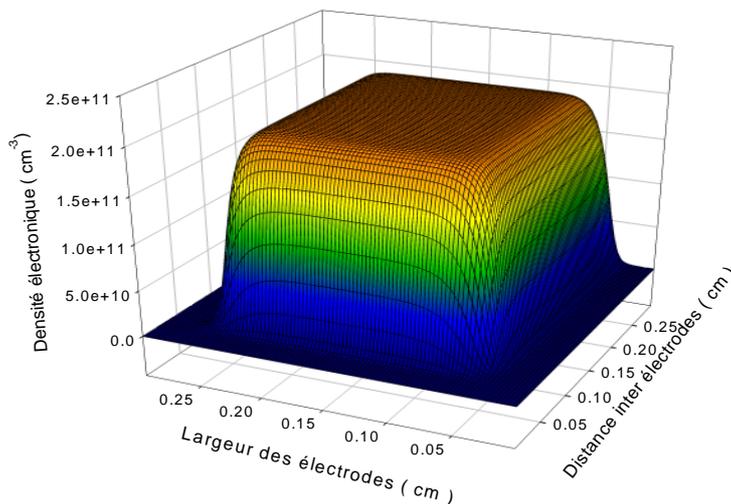


Figure 5.42 Distribution spatiale en 2D de la densité électronique

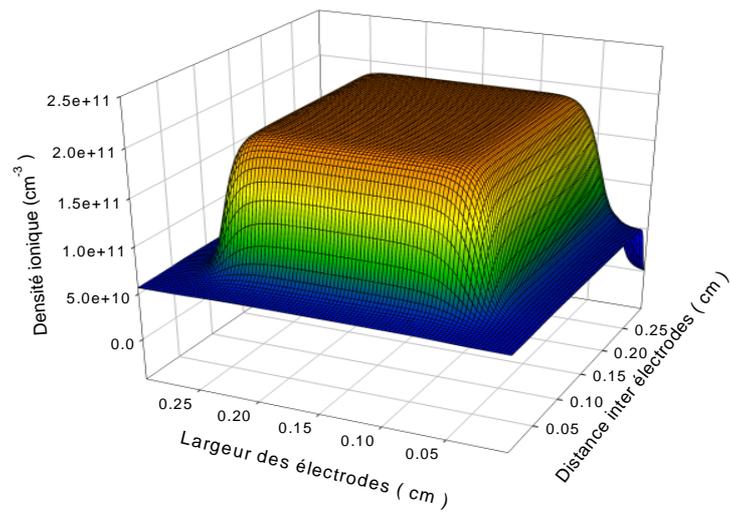


Figure 5.43 Distribution spatiale en 2D de la densité ionique.

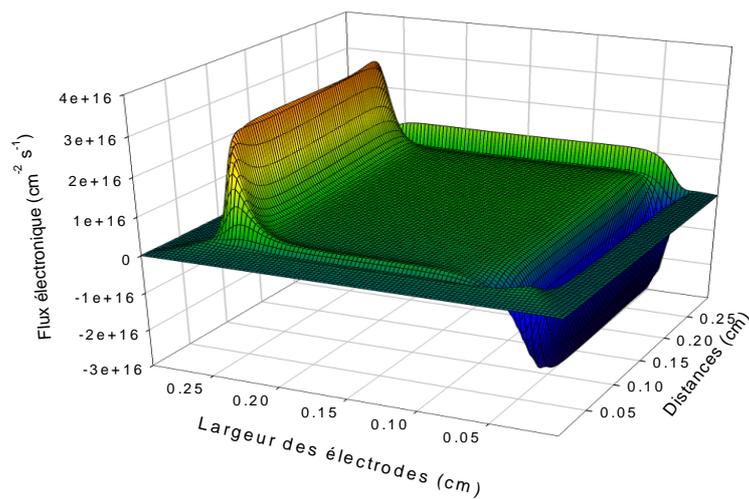


Figure 5.44 Distribution spatiale en 2D du flux électronique

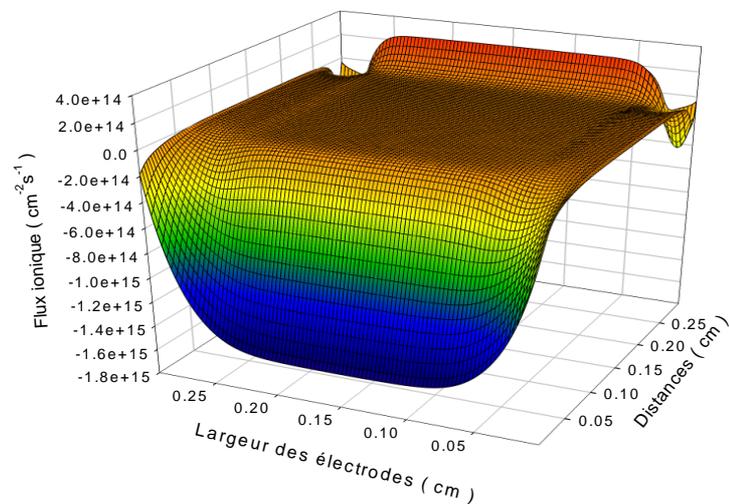


Figure 5.45 Distribution spatiale en 2D du flux ionique.

5.5.4 Distribution spatiale de l'énergie électronique

La figure (5.46) représente la distribution spatiale en 2D de la température électronique en fonction de la position à l'état stationnaire. Dans la région cathodique et à proximité des électrodes, les électrons sont très énergétiques du fait de la présence de champ électrique longitudinal et transversal croissants et intenses, ce qui explique la différence d'amplitude en 1D et 2D. L'énergie acquise par les électrons, les accélère vers la colonne positive et lors de leur déplacement ils effectuent des collisions d'ionisation fortement endothermiques avec les neutres, ce qui se traduit par un refroidissement des électrons.

Dans la région de la colonne positive, la variation de la distribution de l'énergie des électrons est quasi linéaire, les électrons continuent leur déplacement vers l'anode en effectuant des collisions d'attachement ionique, où l'on observe une diminution de l'énergie due au déplacement des électrons dans le sens inverse du champ.

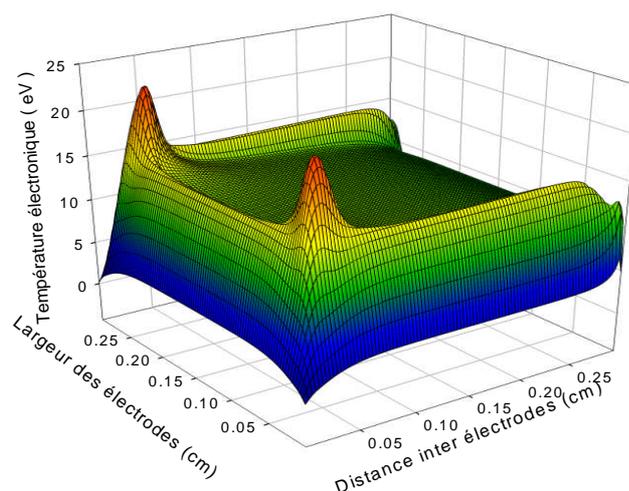


Figure 5.46 Distribution spatiale en 2D de la température électronique.

5.5.5 Test de validité du modèle fluide d'ordre deux en 2D

Le modèle fluide d'ordre deux en 1D d'une décharge lumineuse entretenue par émission secondaire à la cathode, a été validé dans le chapitre (IV), en comparant nos résultats 1D avec ceux issus de l'étude de Lin [Li-1]. Pour valider et tester notre modèle fluide d'ordre deux en 2D pour la simulation de la décharge lumineuse entretenue par un terme source constant, nous avons effectué une étude de cette décharge dans les mêmes conditions expérimentales et numériques de Lowke et Davies [Lo-1]. Dans le modèle numérique d'ordre un développé par Lowke et Davies pour la simulation de la décharge lumineuse en 1D dans l'argon, les auteurs ont introduit un terme source constant de production de paires électron-ion (S'), ce terme est indépendant du champ électrique et

des variables spatio-temporelles. Le terme source net (S) est fonction du temps et de la position x :

$$S(t, x) = S' + \alpha (E/N) n_e(t, x) \mu_e E(t, x) - \gamma n_e(t, x) n_i(t, x) \quad (5.30)$$

Pour valider notre code numérique 2D de la décharge lumineuse, on a utilisé la même expression du terme source net dans notre modèle physique d'ordre un en 1D (chapitre IV). Dans le modèle physique d'ordre deux en 2D, le terme source net S va dépendre de la variable temps t et des deux variables de positions suivant x et y :

$$S(t, x, y) = S' + \alpha (\epsilon_e) n_e(t, x, y) - \gamma n_e(t, x, y) n_i(t, x, y) \quad (5.31)$$

Les résultats issus de l'étude de l'influence de l'ordre du modèle (chapitre 5.4.3), ont montré que pour les mêmes conditions expérimentales, la contribution du terme source d'ionisation dans l'entretien de la décharge lumineuse en 1D à l'état stationnaire est très négligeable devant le terme S' . Cette remarque est très importante pour valider notre code 2D, c'est-à-dire que la décharge est maintenue exclusivement par le terme constant S' , pour cela dans notre modèle numérique on a négligé l'effet de l'émission secondaire à la cathode. Les résultats du test de validité des propriétés électriques à l'état stationnaire de la décharge lumineuse sur l'axe symétrie issues du code 2D sont représentés par les figures (5.47) à (5.49).

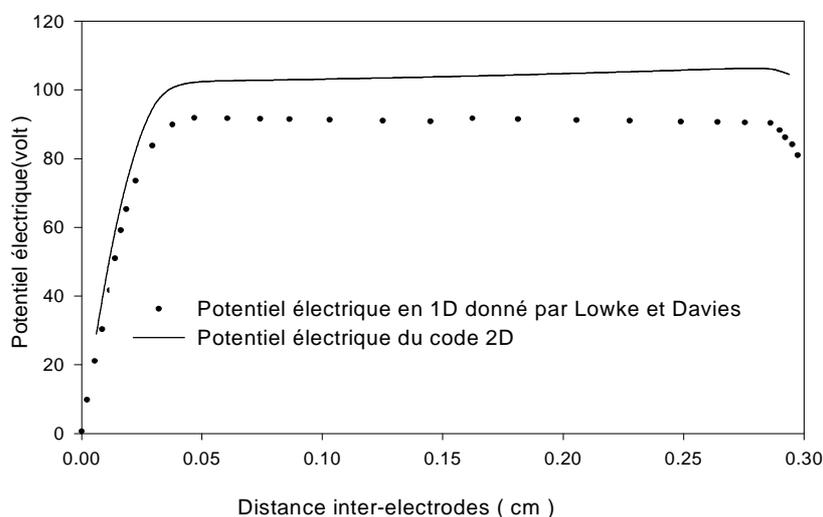


Figure 5.47 Comparaison entre le potentiel électrique d'une décharge lumineuse dans l'argon issue du code 2D sur l'axe de symétrie et celui de Lowke et Davies [Lo-1] en 1D.

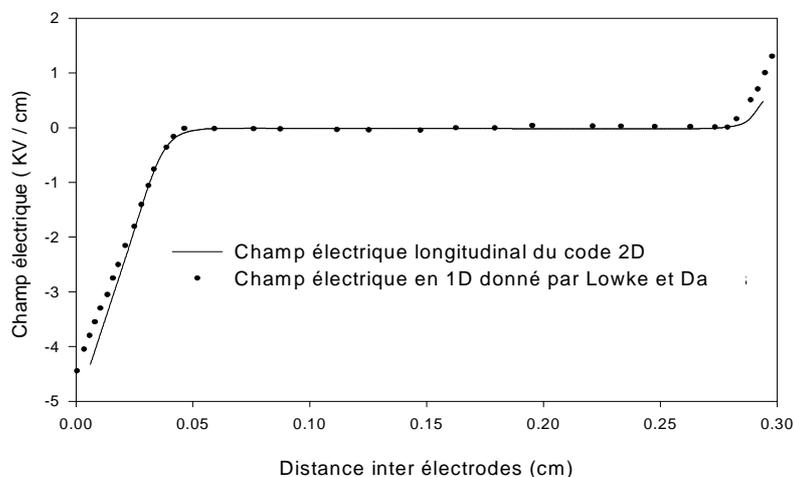


Figure 5.48 Comparaison entre le champ électrique longitudinal d'une décharge lumineuse dans l'argon issue du code 2D sur l'axe de symétrie et celui de Lowke et Davies [Lo-1] en 1D.

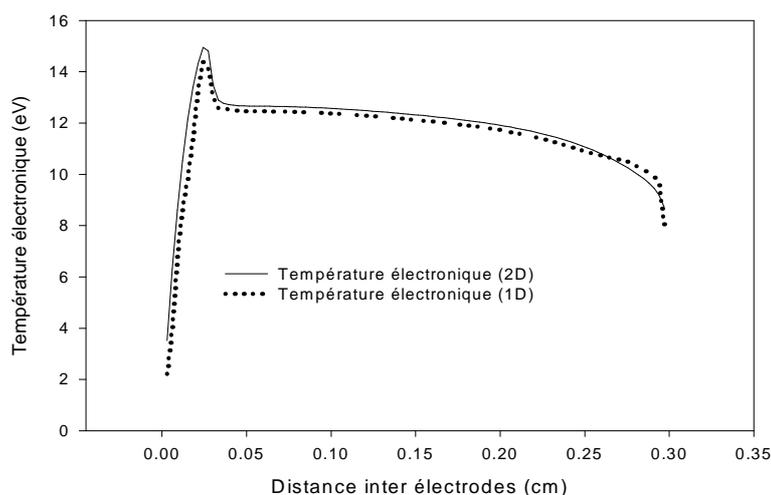


Figure 5.49 Comparaison entre la température électronique d'une décharge lumineuse dans l'argon issue du code 2D sur l'axe de symétrie et celle obtenue par le code 1D.

On remarque que les distributions spatiales en régime stationnaire du potentiel, du champ électrique longitudinal et des densités ionique et électronique, au milieu des électrodes sont en très bon accord avec les résultats donnés par Lowke [Lo-1]. Entre autre ces propriétés électriques issues du code 2D, obtenues sur l'axe de symétrie sont identiques aux caractéristiques de cette décharge issues du modèle 1D pour les mêmes conditions de simulation. La figure (5.49) montre une légère différence d'amplitude en 1D et 2D, ceci s'explique par le fait que les électrons sont très énergétiques dans la région cathodique et à proximité des électrodes, à cause de la présence de champ électrique longitudinal et transversal croissants et intenses.

En conclusion, avec ce test de validité pratique et à notre avis plus probant, on peut dire que notre modèle numérique 2D pour la simulation de la décharge luminescente réagit correctement dans ce cas classique de source d'entretien de la décharge luminescente.

5.6 ETUDE PARAMETRIQUE DE LA DISTRIBUTION DE L'ENERGIE ELECTRONIQUE

Une étude paramétrique de la décharge luminescente normale a été faite pour le modèle fluide d'ordre un [Ha-5] et pour le modèle fluide d'ordre deux [Gu-1] avec des paramètres de transport constant en 1D sur les propriétés électriques de la décharge luminescente, utilisant les mêmes conditions de simulation. . On peut déduire de cette étude les résultats suivants, des effets de la pression du gaz et de la tension appliquée sur les distributions spatiales de la décharge:

- ◆ Avec l'augmentation de la tension, les densités électronique et ionique sont constantes dans la colonne positive et il y a expansion de la gaine cathodique. Par contre une augmentation de pression provoque une très faible expansion de la colonne positive et un faible rétrécissement de la gaine cathodique.
- ◆ Le potentiel électrique augmente avec l'augmentation de la tension appliquée et on remarque que la colonne positive rétrécit dans la courbe du champ électrique. Par contre l'augmentation de pression augmente la largeur de la colonne positive où le potentiel et le champ électrique varie pratiquement très peu.

En application du code numérique, du modèle fluide d'ordre deux on se propose d'effectuer une étude paramétrique de l'influence de la tension appliquée à l'anode et de la pression du gaz sur l'énergie électronique.

Cette étude a été effectuée avec un coefficient de diffusion électronique et les termes sources utilisant l'approximation de l'énergie locale vu son influence sur l'énergie électronique, dans une configuration bidimensionnelle dans l'argon. Le terme source constant S' de la production de paires d'électron-ion est égal à $3.6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, la distance inter électrodes et la largeur des électrodes sont identiques et égales à 0.3cm.

5.6.1 Effet de la tension appliquée

Expérimentalement, on vérifie que la variation de la tension appliquée sur une décharge luminescente change les dimensions de la gaine cathodique et de la colonne positive et modifie donc ses propriétés électriques.

La figure (5.50) représente la distribution spatiale de l'énergie électronique en fonction de la position dans l'espace inter électrodes de la décharge luminescente à l'état stationnaire pour différentes tensions appliquées à la cathode (100, 150, et 200 volts), en maintenant la pression du gaz égale à 240 torr.

Dans la région de la gaine cathodique, l'épaisseur de la gaine augmente avec l'augmentation de la tension appliquée. Les électrons étant plus rapides que les ions en présence d'un champ électrique croissant, et l'absence de la contribution de la cathode dans l'entretien de la décharge dans nos hypothèses, le dépeuplement de la région près de la cathode par les électrons devient important avec l'accroissement de la tension d'où l'énergie électronique augmente rapidement dans cette région.

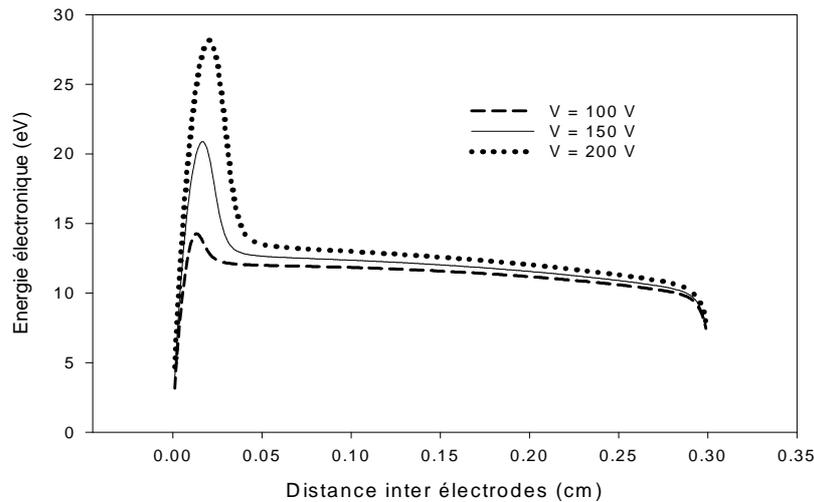


Figure 5.51 Effet de la tension appliquée sur l'énergie électronique.

On remarque également que la surface occupée par la colonne positive diminue avec l'augmentation de la tension appliquée. Ceci est prévisible, car la croissance de la tension entraîne automatiquement l'augmentation des deux composantes longitudinale et transversale du champ électrique. Cet accroissement du champ électrique confine de plus en plus la colonne positive autour de l'axe de symétrie. Les densités ionique et électronique dans cette région sont quasi constantes, quelque soit le potentiel appliqué à cause de la présence dans le modèle numérique du terme source constant S' de production de paires électron-ion qui permet d'entretenir notre décharge lumineuse. Les densités ionique et électronique sont égales dans la colonne positive. L'augmentation de l'énergie électronique sous l'effet du champ est compensée par des pertes d'énergie sous l'effet des collisions des particules chargées.

5.6.2 Effet de la pression du gaz

En pratique, on remarque l'influence de la variation de la pression du gaz sur les différentes régions de la décharge lumineuse. Une augmentation de la pression du gaz tend à élargir la colonne positive qui s'étend sur tout l'espace entre les deux électrodes, alors qu'une diminution de pression conduit à la disparition de la colonne positive dans l'anode, la décharge est dite obstruée. Egalement on remarque que si on diminue encore la pression l'espace sombre de la cathode nécessaire au maintien de la décharge peut être

détruit et par la suite la décharge s'éteint. Ce phénomène d'expansion de la colonne positive en présence de la pression du gaz a été observé par plusieurs auteurs dans la littérature [Be-1], [Pa-2] et [Ra-1].

Dans ce paragraphe on présente l'effet de la pression de l'argon sur l'énergie électronique de la décharge lumineuse. La tension anodique appliquée est fixée à 100 volts. La gamme des pressions appliquées est la suivante : 150, 240 et 300 Torr.

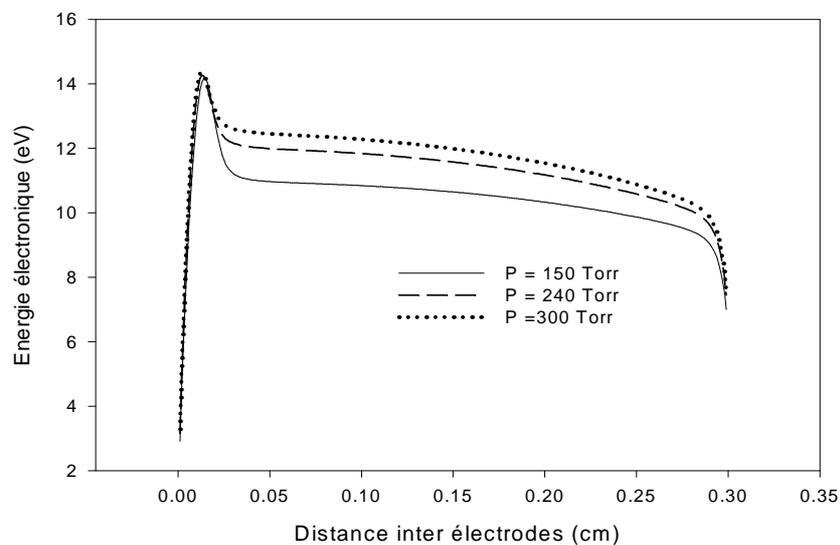


Figure 5.52 Effet de la pression du gaz sur l'énergie électronique

La figure (5.52) montre qu'une augmentation de la pression conduit à un faible gain d'énergie des électrons dans la gaine cathodique. Dans cette région l'augmentation de la pression induit une faible augmentation du champ électrique qui permet aux électrons d'acquérir peu d'énergie. L'épaisseur de la gaine cathodique à l'état stationnaire est inversement proportionnelle à la pression, contrairement à l'effet de la tension appliquée à l'anode et sachant que l'augmentation de la pression diminue le libre parcours moyen, cela induit une grande probabilité de faire des collisions d'ionisation, d'où l'énergie électronique diminue plus rapidement avec l'augmentation des processus collisionnels au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la cathode. Les électrons n'ont pas assez d'espace pour acquérir suffisamment d'énergie entre deux collisions successives, ceci se traduit par une diminution très rapide puis l'énergie électronique reste plus ou moins constante dans la colonne positive sous l'effet du champ électrique et des collisions pour une valeur de pression donnée.

La décharge lumineuse dans l'argon est entretenue par un terme source constant de production de paires électron-ion et nous avons négligé la contribution de l'émission

secondaire d'électrons au niveau de la cathode, on suppose que ces conditions de simulation introduites dans notre modèle numérique d'ordre un ne nous permettent pas réellement d'étudier avec une certaine rigueur l'influence de la pression sur le comportement réel de la décharge lumineuse dans l'argon. Pour cela nous avons préféré utiliser le modèle fluide d'ordre deux pour d'introduire des hypothèses plus réalistes dans l'étude de la décharge lumineuse.

5.7 CONCLUSION

Ce chapitre a été consacré à la détermination des propriétés électriques de la décharge lumineuse dans l'argon. Cette décharge dans notre modèle fluide d'ordre deux en 1D et 2D est entretenue à l'aide d'un terme source constant de production de paires électron-ion. Le modèle fluide d'ordre un en 1D a été vérifié en comparant nos résultats avec ceux issus du modèle fluide d'ordre un de Lowke et Davies [Lo-1].

Pour vérifier les codes numériques du modèle fluide d'ordre deux qui tient compte de l'influence de l'énergie électronique dans le terme source et le coefficient de diffusion électronique; que nous avons développé dans le cadre de ce travail; des tests de validité sont effectués en comparant les résultats issus du modèle fluide d'ordre deux en 2D sur l'axe de symétrie avec ceux issus du modèle fluide d'ordre un en 1D de Lowke et Davies [Lo-1] et ceux issus du modèle fluide d'ordre deux en 1D pour l'énergie électronique. Les propriétés électriques de la décharge lumineuse dans l'argon issues de nos codes 2D sont en très bon accord avec les résultats des auteurs et ceux issus du modèle 1D.

Quelle que soit l'étendue de notre connaissance de l'univers, elle reste à l'échelle de l'homme. Il est commode de dire que l'univers est l'infini, c'est le sens même de l'infini dans l'espace et dans le temps, qui nous échappe et nous déconcerte.

5.8 REFERENCES

A

- [Al-1] A. Aïssa 'Etude des fonctions de distribution des électrons dans les plasmas froids composés de mélanges de gaz rares avec des vapeurs métalliques ou des gaz électronégatifs', Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, France, n° 967 (1991).

B

- [Be-1] R. Ben Gadri " Modélisation numérique du régime lumineuse d'une décharge contrôlée par barrière diélectrique et établie à pression atmosphérique ", Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, France, n° 2644 (1997).

E

- [El-1] Ellis H.W., Pai R., Mac Daniel E., Mason E., Viehland L. ' Atomic data and nuclear
 Modélisation d'une décharge lumineuse entretenue par un terme....

data tables, 22,179,1978.

F

- [Fi-1] A. Fiala, '*Modélisation numérique bidimensionnelle d'une décharge lumineuse à basse pression*', Thèse de Doctorat és-sciences, Université Paul Sabatier de Toulouse, France, n° 2059 (1995).

G

- [Gu-1] D. Guendouz, A. Hamid, R. Melati. '*Caractéristiques électriques en 1D d'une décharge lumineuse en présence d'un terme source constant*' AJOT. CNHT, Taghyt, Algérie. 2007.
- [Gu-2] D. Guendouz. A. Hamid. 'Modèle fluide en 1D et 2D d'une décharge lumineuse dans l'argon'. IREPHY, Vol 3 n. 5, 268: 273. (2009), C.N.H.T Sidi Bel Abbes, Algérie AJOT. Avril 2009. p49.

H

- [Ha-1] A. Hamid, A. Hennad et M. Yousfi, « *Modélisation d'une décharge lumineuse dans l'argon avec un terme source d'ionisation constant* », Première Conférence Nationale Rayonnement -Matière CNRM1, Tébessa, Algérie, 19-20 janvier (2003).
- [Ha-2] A. Hamid, A. Bouchikhi, A. Hennad et M. Yousfi, « *Modélisation d'une décharge lumineuse dans l'argon* », VIII Congrès Plasmas de la société Française de Physique, INSTN CEA, Cadarache, France, 5-7 mai (2003).
- [Ha-3] A. Hamid, A. Bouchikhi, A. Hennad et M. Yousfi, « *Détermination des caractéristiques électriques d'une décharge lumineuse en 1D* », 5ème Conférence Nationale sur la haute Tension CNHT'03, USTO Oran, Algérie, 1-3 décembre (2003).
- [Ha-4] A. Hamid. '*Modélisation numérique mono et bidimensionnelle d'une décharge lumineuse en régime continu basse pression*' Thèse de doctorat. USTO. Mohamed Boudiaf. (2005).
- [Hi-1] A. Himoudi. '*Simulation numérique de la cinétique des ions dans les gaz rares faiblement ionisés*'.Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier de Toulouse n°1547, 1993.
- [He-1] A. Hennad, « *Cinétique des ions dans les gaz moléculaires par simulations de monte carlo classique et optimisée : détermination des données de base dans l'air* », Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, France, n° 2458 (1996).

L

- [Le-1] C.B. Leffert, D.B. Rees, and F.E. Jamerson, J. Appl. Phys. 37, 133 (1976) ; J.W. Boag in Radiation Dosometry, edited by F. H. Attix and W.C. Roesch (academic, New York, 1976), vol. II, Chap. 9, p.1.
- [Li-1] Y. H. Lin, A .Adomaitis, '*A global basis function approach to DC glow discharge simulation*', Technical research report, T.R. 97-81(1998).
- [Lo-1] J. Lowke and K. Davies, J. Appl. Phys., 48, 4991(1977).

M

- [Me-1] M. Meyyappan, and J. P. Kreskovsky, "*Glow discharge simulation through solutions to the moments of the Boltzmann transport equation*", J. Appl. Phys. 68 (4), 1506-1512 (1990).
- [Me-2] F.J. Mehr and M.A. Biondi, Phys. Rev. 176, 322 (1968).

P

- [Pa-1] S. Park and D. J. Economou, J. Appl. Phys. 68, 3904 (1990).
- [Pa-2] R. Papoular "*Phénomènes électriques dans les gaz*", Monographies DUNOD, (1963).
- [Po-2] A.Poinsignon. '*Méthode des éléments finis pour les équations de transport hydrodynamiques des particules chargées : applications aux décharges hors équilibre*' Thèse de doctorat de l'université de Paul Sabatier. (1994).

R

- [Ra-1] Y. P. Raiser "*Gaz discharge physics*", Springer-Verlag (1991).

W

- [Wa-1] A.L. Ward, J. Appl.Phys.33, 2789 (1962).

Y

- [Yo-2] M.Yousfi. 'Thèse de doctorat d'état n°1244, Université Paul Sabatier, Toulouse, 1986.
- [Yo-3] M.Yousfi. P.Segur., T. Vassiliadis. J.Phys.D., 18,1985.

Conclusion

Ce travail de recherche était consacré à l'étude cinétique des particules chargées soumis à l'action de champ électrique dans les plasmas froids non-thermiques.

L'élaboration et l'utilisation des modèles numériques fluides, nous ont permis de réaliser une étude qualitative et quantitative du comportement de la décharges électriques hors équilibre. Lors de cette étude nous avons introduit des outils numériques récents pour la résolution mono et bidimensionnelle des équations de transport du modèle fluide d'ordre deux en utilisant lors de la simulation des conditions paramétriques plus réalistes, propres aux décharges luminescentes.

Le couplage auto cohérent des équations de transport avec l'équation de Poisson, nous a permis d'étudier la dynamique des particules chargées dans la décharge luminescente basse pression et mettre en évidence les différents mécanismes physique et électrique régissant ce type de décharges. Cette contribution apporte une meilleure compréhension des propriétés fondamentales des décharges luminescentes et une aide efficace pour une meilleure compréhension des résultats expérimentaux.

Dans le premier chapitre, nous avons introduit un aperçu bibliographique sur les décharges électriques hors équilibre et leurs divers domaines d'application. Leurs champs d'application se sont étendus dans divers secteurs aussi bien industriel et domestique qu'environnemental.

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté les différents modèles physique et électrique qui décrivent l'évolution spatio-temporelle des propriétés de la décharge électrique hors équilibre. Les différents modèles utilisés (le modèle particulaire, le modèle fluide et le modèle hybride fluide –particulaire) sont discutés ainsi que les différentes approximations qu'ils impliquent.

Dans le troisième chapitre nous avons présenté le modèle fluide d'ordre deux en introduisant les équations de transport du modèle fluide en 1D et 2D de la décharge luminescente. A cet effet nous avons introduit les équations de conservation des particules chargées à résoudre. Ce sont les équations de continuité, de transfert de la quantité de mouvement et l'équation de la conservation de l'énergie électronique, qui sont couplées à l'équation de Poisson pour tenir compte de la charge d'espace. La fermeture du système d'équations constitué par ces trois premiers moments de l'équation de Boltzmann de notre modèle a été assurée exclusivement par l'hypothèse du champ local pour les ions et l'hypothèse de l'énergie locale pour les électrons. La résolution des équations de transport après discrétisation par la méthode des différences finies à flux exponentiel est effectuée par la méthode de sur-relaxation combinée à l'algorithme de Thomas pour la résolution des matrices tri-diagonales.

Le quatrième chapitre a été consacré à l'application du modèle fluide pour la détermination des propriétés électriques de la décharge luminescente à électrodes planes parallèles, basse pression dans l'argon, en régime continu. Deux types de source de maintien de la décharge luminescente ont été étudiées : l'une entretenue par un terme source constant de production de paires électron ion, utilisant l'approximation du champ local en appliquant le modèle numérique d'ordre un en 1D en géométrie cartésienne, et l'autre entretenue par l'émission électronique secondaire à la cathode, utilisant l'approximation de l'énergie locale et en appliquant le modèle numérique d'ordre deux en 1D élaboré.

Pour vérifier nos résultats de la simulation monodimensionnelle de la décharge luminescente à basse pression, des tests de validité sont effectués, pour chaque type de source d'entretien de la décharge luminescente, en comparant nos résultats avec ceux issus du modèle 1D de Lowke et Davies [Lo-1] et ceux de Lin et Adomaitis [Li-1]. Les fonctions de distributions spatio-temporelles des densités électroniques, des densités ioniques, du potentiel électrique et du champ électrique et la fonction de distribution de l'énergie électronique de la décharge luminescente dans l'argon issues de nos codes sont en très bons accord avec les résultats de ces auteurs.

Le cinquième chapitre a été dédié à l'étude des décharges luminescentes basse pression en mode continu, entretenues par une source constante de production de paire électron ion.

Nous avons mis en application le code numérique du modèle fluide d'ordre deux en 1D et 2D dans une géométrie cartésienne, utilisant l'approximation de l'énergie locale pour les électrons ce qui nous a permis de déterminer les propriétés électriques de la décharge luminescente pour le modèle fluide d'ordre deux et effectuer une étude sur les effets de l'ordre du modèle fluide (un et deux) sur ces propriétés électriques.

Pour vérifier les codes numériques du modèle fluide d'ordre deux, qui tient compte de l'influence de l'énergie électronique dans le terme source et le coefficient de diffusion électronique que nous avons développé dans le cadre de ce travail, des tests de validité ont été effectués en comparant les résultats issus du modèle fluide d'ordre deux en 2D sur l'axe de symétrie avec ceux issus du modèle fluide d'ordre un en 1D de Lowke et Davies [Lo-1] et ceux issus du modèle fluide d'ordre deux en 1D pour l'énergie électronique. Les propriétés électriques de la décharge luminescente dans l'argon issues de nos codes sont en très bon accord avec les résultats de ces auteurs et ceux issus du modèle 1D.

Dans la dernière partie de ce chapitre nous avons étudié l'influence de la tension appliquée à la cathode et de la pression du gaz utilisé, sur la distribution spatiale de l'énergie électronique en fonction de la position dans l'espace inter électrodes de la décharge luminescente à l'état stationnaire. On vérifie que la variation de ces paramètres sur une décharge luminescente change les dimensions de la gaine cathodique et de la colonne positive et modifie donc ses propriétés électriques.

L'utilisation du modèle fluide d'ordre deux à deux dimensions, a permis de compléter l'étude des décharges luminescentes entretenues par un terme source constant de productions de particules chargées et a mis en évidence l'influence de l'énergie des électrons sur les caractéristiques électriques de la décharge luminescente.

En perspective à ce travail, une étude en 3D permettra de suivre l'évolution des principales caractéristiques électriques de la décharge luminescente dans la globalité du volume de son réacteur.

Le modèle peut également tenir compte des gaz électronégatifs et d'autres processus de collisions et ceci en modifiant les termes sources.

Vu la complexité des phénomènes mis en jeu un couplage du modèle fluide avec le modèle statistique de Monté Carlo est nécessaire pour tenir compte des différents processus créés au sein du gaz.