

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



Université Dr. Tahar Moulay de Saïda
Faculté de la Technologie
Département d'Electrotechnique



Mémoire de Fin d'Etudes

En vue de l'obtention du diplôme de

Master (LMD)

Spécialité : RÉSEAUX ELECTRIQUES

Filière : ELECTROTECHNIQUE

Intitulé :

**Modélisation d'une décharge radiofréquence
dans l'argon**

Présenté par :

**CHELGHAF Mustapha
BAGROU Azzeddine**

Devant le jury composé de :

Pr. MEZIANE Rachid	Président
Pr. BOUCHIKHI Abdelaziz	Encadreur
Dr. RAOUTI Driss	Examineur

Promotion 2020-2021

REMERCIEMENTS

Nous tiendrons tout d'abord à adresser mes plus vifs remerciements à notre encadreur, Monsieur **A. BOUCHIKHI**, qui a dirigé ce travail. Nous le remercions vivement de m'avoir aidé à réaliser notre souhait d'achever cette Mémoire dans les meilleures conditions. Sa patience, sa compétence et ses précieux conseils m'ont permis de mener à terme ce travail.

Nous exprimons mes sincères remerciements à Monsieur **R. MEZIANE**, pour l'honneur qu'il me fait de présider le Jury de cette Mémoire.

Que tous les membres du jury qui ont bien voulu examiner notre travail, trouvent ici l'expression de nos plus profonds respects. Nous remercions:

Monsieur **D. RAOUTI**.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE.....	1
CHAPITRE I : GENERALITES SUR LE GAZ D'ARGON ET LES PROPRIETES PHYSIQUES D'UN PLASMA FROID.....	4
I-1. INTRODUCTION.....	4
I-2. ARGON.....	5
I-3. PROPRIÉTÉS PRINCIPALES.....	6
I-4. ISOTOPES.....	7
I-5. COMPOSÉS.....	8
I-6. PRODUCTION INDUSTRIELLE ET APPLICATIONS.....	9
I-6-1. Applications industrielles.....	10
I-6-2. Applications médicales.....	10
I-6-3. Recherche scientifique.....	11
I-6-4. Conservateur.....	12
I-6-5. Équipements de laboratoire.....	12
I-6-6. Éclairage.....	12
I-6-7. Applications diverses.....	12
I-7. HISTOIRE ET ÉTYMOLOGIE.....	13
I-8. DANGERS.....	13
I-9. CONCEPTS FONDAMENTAUX DES PLASMAS FROIDS	13
I-9-1. La température électronique et ionique	13
I-9-2. Le degré d'ionisation.....	15
I-9-3. Les effets collectifs : longueurs de Debye et fréquence plasma.....	15
I-9-4. Le libre parcours moyen	17
I-10. LES COLLISIONS DANS UN PLASMA FROIDS.....	17
I-11. APPLICATIONS INDUSTRIELLES.....	19
I-11-1. Dépollution, traitements des déchets.....	19
I-11-2. Métallurgie.....	20
I-11-3. Catalyse de réactions chimiques.....	22
I-11-4. Dépôts et gravure.....	23
I-11-5. Lumière.....	23
I-12. CONCLUSION.....	24
 CHAPITRE II : MODELE MATHEMATIQUE 1D D'UNE DÉCHARGE RADIOFREQUENCE...	 25
II-1. INTRODUCTION.....	25
II-2. MODÈLES AUTOCOHÉRENTS D'UN PLASMA FROID HORS ÉQUILIBRE.....	25
II-3. MODÈLE ÉLECTRIQUE AUTOCOHÉRENT : REPRÉSENTATION MATHÉMATIQUE.....	26
II-3-1. Modèle particulaire	27
II-3-2. Modèle fluide	28
II-3-2-1. Approximation du champ électrique local.....	31
II-3-2-2. Approximation de l'énergie moyenne locale.....	31
II-3-2-3. Modèle à deux (plusieurs) groupes d'électrons	32
II-3-3. Modèle hybride fluide-particulaire	32

II-4. SIMPLIFICATION DES ÉQUATIONS DE TRANSPORT.....	34
II-4-1. Fermeture du système d'équations des moments.....	36
II-4-2. Equation de Poisson	37
II-4-3. Le modèle hydrodynamique	38
II-5. EQUATION DE TRANSPORT POUR LE MODÈLE 1D.....	38
II-6. SCHÉMA DE MAILLAGE.....	40
II-6-1. Discrétisation des équations de transport et de l'énergie	42
II-6-2. Discrétisation de l'équation de Poisson.....	47
II-6-3. La méthode de résolution dans le code 1D	47
II-7. DONNÉES DE BASE DANS L'ARGON.....	49
II-8. LES CONDITIONS INITIALES.....	50
II-9. LES CONDITIONS AUX LIMITES.....	50
II-10. CONCLUSION.....	51
CHAPITRE III: CARACTERISTIQUES ELECTRIQUE ET THERMIQUE DE LA DECHARGE RADIOFREQUENCE DANS L'ARGON.....	52
III-1. INTRODUCTION	52
III-2. MODELE MATHEMATIQUE D'UNE DECHARGE RADIOFREQUENCE.....	53
III-3. CARACTERISTIQUES ELECTRIQUE ET THERMIQUE DE LA DECHARGE RADIOFREQUENCE DANS L'ARGON.....	54
III-3-1. Distributions spatiales de la densité électronique et ionique	54
III-3-2. Distributions spatiales du potentiel et du champ électriques.....	54
III-3-3. Distribution spatiale de la température électronique.....	58
III-3-4. Distributions spatiales des densités de courant	58
III-4. TEST DE VALIDITE.....	61
III-5. ETUDE PARAMETRIQUES.....	62
III-5-1. Effet de la tension appliquée.....	62
III-5-1-1 Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales du potentiel et du champ électrique.....	62
III-5-1-2. Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique.....	64
III-5-1-3. Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales de la température électronique et la densité de courant totale.....	66
III-5-2. Effet de la fréquence d'excitation.....	68
III-5-2-1. Influence de la fréquence d'excitation sur les distributions spatiales du potentiel et du champ électriques.....	69
III-5-2-2. Influence de la fréquence d'excitation sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique.....	71
III-5-2-3. Influence de la fréquence d'excitation sur les distributions spatiales de la température électronique et la densité de courant totale.....	73
III-6. CONCLUSION.....	75
CONCLUSION.....	77
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	79

LISTE SYMBOLIQUE

<p>N Densité du gaz</p> <p>K_B Constante de Boltzmann</p> <p>ϵ_0 Permittivité du vide</p> <p>e_0 La charge d'électron</p> <p>n_+ Densité ionique</p> <p>Γ_e Flux électronique</p> <p>Γ_+ Flux ionique</p> <p>Γ_{ee} Flux d'énergie électronique</p> <p>S_e Terme source électronique</p> <p>S_+ Terme source ionique</p> <p>S_{ee} Terme source d'énergie électronique</p> <p>D_+ Coefficient de diffusion ionique</p>	<p>Δt Le pas d'intégration dans le temps</p> <p>Δx Le pas d'intégration dans l'espace</p> <p>k_i Coefficient d'ionisation</p> <p>Φ Potentiel électrique</p> <p>E Champ électrique</p> <p>μ_e Mobilité électronique</p> <p>μ_+ Mobilité ionique</p> <p>n_e Densité électronique</p> <p>H_i Energie d'ionisation</p> <p>ϵ_e Energie électronique</p> <p>T_e Température électronique</p> <p>D_e Coefficient de diffusion électronique</p>
--	---

INTRODUCTION GENERALE

Beaucoup de travaux théoriques et expérimentaux sont menés pour étudier, caractériser et analyser les plasmas froids dans le but d'améliorer et d'optimiser les procédés qui les utilisent. Pour les applications micro et nanoélectronique, la densité électronique dans les réacteurs plasmas à faible pression est d'environ de 10^8 cm^{-3} à 10^{12} cm^{-3} , le degré d'ionisation est d'environ de 10^{-6} à 10^{-3} , correspondant à des gaz faiblement ou partiellement ionisés lorsque la pression est comprise entre quelques Torr à quelques mTorr. Pour former et maintenir ces décharges, une source électrique est appliquée à une composition gazeuse incluant un gaz tampon et gaz donneur d'oxygène pour produire notamment l'ionisation du gaz tampon.

Un plasma est une phase de la matière constituée de particules chargées, d'ions et d'électrons. Il existe deux grandes catégories de plasma ; les plasmas dits naturels et les plasmas de laboratoire. L'étude de la première catégorie concerne le domaine de l'astrophysique, quant à la deuxième, elle se rapporte à des domaines très variés qui vont de la production d'énergie par les plasmas chauds au traitement de surface par les plasmas froids. Ces plasmas froids de décharge sont aujourd'hui utilisés dans de nombreux domaines dont voici quelques exemples :

- Métallurgique: anticorrosion, oxydation, film protecteur,
- Optique : anti-reflet des verres, couches protectrices ;
- Microélectronique : fabrication des circuits intégrés (gravure, dépôt, dopage), collage, nettoyage ;
- Stérilisation : d'instruments médicaux, d'emballages ;
- Industrie automobile : collage (des portières, pare-brise,...)

L'étude des décharges hors-équilibres, 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 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.

Cette étude est motivée par l'intérêt que suscite ce type de décharge dans de nombreuses applications industrielles. En effet, le domaine de l'ingénierie des plasmas froids s'est développé durant les dernières décennies pour couvrir un grand nombre d'applications dont les retombées économiques sont fort importantes. Les plasmas des décharges froides qu'elles soient luminescentes ou couronnes sont caractérisés par un rapport entre la température des électrons et celle du gaz, compris entre 1000 et plus.

Cette absence d'équilibre entre les deux températures permet d'obtenir un plasma dans lequel la température du milieu gazeux peut être voisine de la température ambiante alors que des électrons peuvent y acquérir des énergies suffisamment élevées pour faire avec les molécules et/ou les atomes du gaz, des collisions inélastiques d'ionisation, d'attachement et d'excitation. Les propriétés thermodynamiques de ces plasmas froids rendent alors les décharges de ce type particulièrement bien adaptées pour le traitement de surface de matériaux sensibles à la chaleur tels que les polymères.

Deux approches peuvent être entreprises dans l'étude des plasmas froids : l'approche expérimentale ou l'approche théorique basée sur la simulation numérique. L'objectif principal de ces études numériques est de proposer des méthodes numériques robustes, précises et les moins coûteux possibles.

A cet effet, ce mémoire est composé des chapitres suivants :

Dans le premier chapitre, est fait l'objet de connaître le gaz d'argon, sa définition et l'historique de sa découverte. Ensuite, nous allons voir les propriétés physique d'un plasma froid notamment les lois fondamentales; la température électronique, le libre parcours moyen et le degré d'ionisation... Puis nous allons voir les applications industrielles qui peuvent intervenir dans le domaine de la décharge hors-équilibres.

Le deuxième chapitre est consacré à décrire les modèles de la décharge électrique; le modèle particulaire, le modèle fluide et le modèle hybride dans lequel les deux approches microscopique et macroscopique sont combinées pour décrire le comportement du plasma.

Ensuite, nous allons voir la description du modèle fluide du plasma froid. Les grandes lignes, aussi bien du modèle monodimensionnel seront données. Nous présenterons ensuite en détail les structures de ce modèle, le système d'équations et les hypothèses établies. Si pour les méthodes particulières, aucune hypothèse n'est à formuler, en revanche, il est indispensable de formuler certaines hypothèses simplificatrices pour les modèles fluides.

Les paramètres de transport des espèces chargées du plasma étant des données du modèle et déduites de la fonction de distribution des électrons, une des hypothèses

principales du modèle concernent la forme de cette dernière. Le schéma de résolution est basé sur l'algorithme de Thomas pour le modèle 1D. Sont également présentées les conditions aux limites, les données de base, et les paramètres d'entrée.

Le troisième chapitre est consacré à déterminer les caractéristiques électrique et thermique de la décharge radiofréquence dans l'argon, nous allons également étudier l'influence de la tension RF et la fréquence d'excitation sur les propriétés physiques de la décharge.

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LE GAZ D'ARGON ET LES PROPRIETES PHYSIQUES D'UN PLASMA FROID

I-1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous allons voir un survol bibliographique général sur le gaz d'argon et les propriétés physiques d'un plasma froid. On commence par le gaz d'argon, sa découverte, ses propriétés physique et chimique et les domaines d'utilisation que se soit médical, industriel et technologique. Après, nous allons voir les propriétés physique d'un plasma froid dans les gaz. Une description qualitative et scientifique est bien structurée dans cette seconde partie de ce chapitre.

L'état plasma est généralement défini comme étant le quatrième état de la matière. Les étoiles et la plupart de la matière interstellaire sont des plasmas. Il constitue de ce fait plus de 99% de la matière visible de l'univers. Ce concept a été introduit pour la première fois par le physicien-chimiste Irving Langmuir en 1928 [1] pour désigner la « colonne positive » de certaines décharges électriques dans un milieu gazeux, et ceci par analogie avec le plasma sanguin auquel ce phénomène s'apparente visuellement [2].

Par la suite, ce mot a été utilisé, surtout en astrophysique, pour désigner un état dilué de la matière, analogue à un gaz, mais constitué de particules chargées, d'électrons et d'ions positifs et négatifs, en proportions telles que le milieu soit globalement neutre [3]. Cette définition a été étendue pour désigner tout milieu (gazeux en général) partiellement ou totalement ionisé, globalement quasi-neutre et qui consiste en un nombre égal de charges positives et négatives et de différents atomes et/ou molécules non ionisés.

La physique des plasmas est un domaine multidisciplinaire ; physique atomique,

phénomènes de transport, électromagnétisme, matériaux, etc., et de ce fait leur étude théorique est assez complexe. Les plasmas de décharge sont aussi multi applications. C'est ainsi qu'ils sont utilisés dans les domaines des hautes technologies telles que les nanotechnologies (industrie de la microélectronique), l'exploration spatiale (propulsion ionique), les programmes de recherche sur la fusion thermonucléaire : la fusion inertielle et la fusion par confinement magnétique, et dans les dépôts de couches minces ou de traitement de surfaces.

Ce travail de mémoire s'inscrit dans le cadre général de la recherche associée aux décharges dans des gaz faiblement ionisés appelés aussi plasmas froids et ce premier chapitre est dédié aux rappels des propriétés fondamentales des plasmas de décharges électriques à basse pression. Comme il sera accordé un intérêt particulier aux décharges basse pression excitées par une tension sinusoïdale radiofréquence (RF), étant donné que la modélisation dont il est question dans ce mémoire est relative à ce type de décharge. Nous aborderons brièvement en dernier lieu l'étude des propriétés physique d'un plasma froid. Ce chapitre se termine bien évidemment par une conclusion.

Le lecteur intéressé par une description détaillée de la physique des plasmas et des décharges électriques pourra consulter les ouvrages classiques cités en références [2, 3].

I-2 ARGON

L'argon est l'élément chimique de numéro atomique 18 et de symbole Ar. Il appartient au groupe 18 du tableau périodique et fait partie de la famille des gaz nobles, également appelés « gaz rares », qui regroupe également l'hélium, le néon, le krypton, le xénon et le radon. L'argon est le 3^{ème} constituant le plus abondant de l'atmosphère terrestre, avec une fraction massique de 1,288 %, correspondant à une fraction volumique de 0,934 % (soit 9 340 ppm), et est le gaz noble le plus abondant de l'écorce terrestre, dont il représente 1,5 ppm. L'argon de l'atmosphère terrestre est presque entièrement constitué d'argon 40, nucléide radiogénique provenant de la désintégration du potassium 40, tandis que l'argon observé dans l'univers est essentiellement constitué d'argon 36, produit par nucléosynthèse stellaire dans les supernovae.

Le nom argon provient du grec ancien ἀργόν, signifiant « oisif », « paresseux », en référence au fait que cet élément est chimiquement inerte. Sa configuration électronique présente une couche de valence saturée à l'origine de sa stabilité et de la quasi

impossibilité d'établir des liaisons covalentes. La température de 83,805 8 K de son point triple est l'un des points de référence de l'Échelle internationale de température de 1990 (ITS-90).

L'argon est produit industriellement par distillation fractionnée d'air liquéfié. Il est utilisé essentiellement comme atmosphère inerte pour le soudage et divers procédés industriels à haute température faisant intervenir des substances réactives. On utilise ainsi une atmosphère d'argon dans les fours à arc électrique au graphite pour éviter la combustion de ce dernier. On emploie également l'argon dans l'éclairage par lampes à incandescence, tubes fluorescents et tubes à gaz. Il permet de réaliser des lasers à gaz bleu-vert.

I-3 PROPRIÉTÉS PRINCIPALES

L'argon est incolore, inodore, ininflammable et non toxique aussi bien à l'état gazeux que liquide ou solide. Sa solubilité dans l'eau est à peu près comparable à celle de l'oxygène et vaut 2,5 fois celle de l'azote. Il est chimiquement inerte dans à peu près toutes les conditions et ne forme aucun composé chimique confirmé à température ambiante.

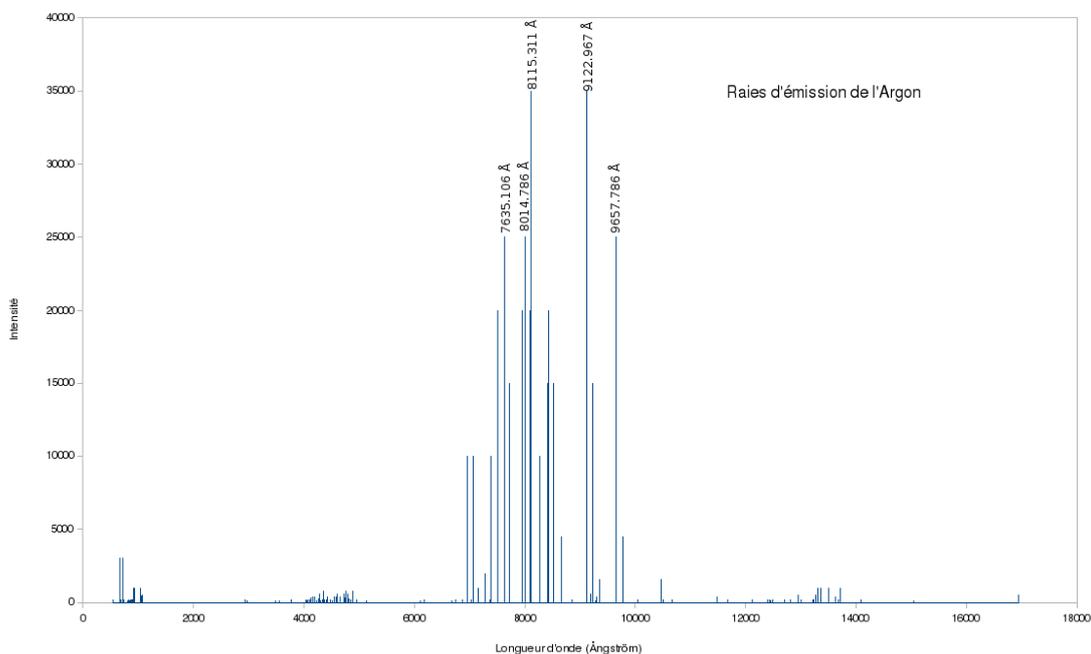


Figure I-1: Raies d'émission de l'argon.

L'argon est cependant susceptible de former des composés chimiques dans certaines conditions extrêmes hors équilibre.

Le fluorohydrure d'argon HArFa ainsi été obtenu par photolyse ultraviolette de fluorure d'hydrogène HF dans une matrice cryogénique d'iodure de césium CsI et d'argon Ar ; stable en dessous de 27 K (-246,15 °C), il a été identifié par spectroscopie infrarouge [4]. Le fluorohydrure d'argon est le seul composé connu de l'argon qui soit neutre et stable à l'état fondamental.

L'argon peut également former des clathrates dans l'eau lorsque ses atomes sont emprisonnés dans le réseau tridimensionnel formé par la glace [5]. Il existe par ailleurs des ions polyatomiques contenant de l'argon, comme le cation hydrure d'argon ArH⁺, et des exciplexes, tels qu'Ar₂* et ArF*. Divers composés présentant des liaisons Ar-C et Ar-Si stables ont été prédits par simulation numérique mais n'ont pas été synthétisés en laboratoire [6].

I-4 ISOTOPES

Les principaux isotopes d'argon présents dans l'écorce terrestre sont l'argon 40 (⁴⁰Ar) pour 99,6 %, l'argon 36 (³⁶Ar) pour 0,34 % et l'argon 38 (³⁸Ar) pour 0,06 %. Le potassium 40 (⁴⁰K) se désintègre spontanément à raison de 11,2 % en argon 40 par capture électronique ou émission de positron et à raison de 88,8 % en calcium 40 (⁴⁰Ca) par désintégration β⁻ avec une période radioactive (demi-vie) de 1,25 milliards d'années. Cette durée et le rapport entre les sous-produits formés permettent de déterminer l'âge de roches par la méthode de la datation au potassium-argon [7].

Dans l'atmosphère terrestre, l'argon 39 est produit essentiellement par l'interaction du rayonnement cosmique sur l'argon 40 par capture neutronique suivie par une double émission de neutron [8]. Dans le sous-sol, il peut être également produit à partir de potassium 39 par capture neutronique suivie par une émission de proton.

L'argon 37 est produit lors d'essais nucléaires souterrains à partir de calcium 40 par capture neutronique suivie d'une désintégration α ; il présente une période radioactive de 35 jours [9].

L'argon est remarquable par le fait que sa composition isotopique varie sensiblement d'une région du Système solaire à l'autre. L'argon dont la source principale est la désintégration radioactive du potassium 40 des roches est constitué majoritairement d'argon 40, comme sur les planètes telluriques retenant une atmosphère : Vénus, la Terre et Mars. En revanche, l'argon formé directement par nucléosynthèse stellaire est essentiellement constitué d'argon 36 produit par réaction

alpha, ce qui est le cas du Soleil, dont l'argon est à 84,6 % de l'argon 36 selon les mesures du vent solaire [26]. Il en est de même dans les planètes géantes, où l'abondance relative des isotopes $^{36}\text{Ar} : ^{38}\text{Ar} : ^{40}\text{Ar}$ vaut 8400 : 1600 : 1 [10].

Outre l'atmosphère terrestre, qui présente une fraction volumique de 0,934 % d'argon, soit 9 340 ppm, l'atmosphère de Mercure en contient 0,07 ppm, celle de Vénus en contient 70 ppm, et celle de Mars en contient 19 300 ppm, soit 1,93 % [11].

La prédominance de l'argon 40 radiogénique dans l'atmosphère terrestre est responsable du fait que la masse atomique de l'argon terrestre, de l'ordre de 39,95 u, est supérieure de 0,85 u à celle du potassium, qui le suit dans le tableau périodique des éléments et dont la masse atomique est de l'ordre de 39,10 u. Ceci semblait paradoxal lors de la découverte de l'argon en 1894 [12] car Dmitri Mendeleïev avait rangé son tableau périodique par ordre de masse atomique croissante, ce qui conduisait à devoir placer l'argon entre le potassium et le calcium, de masse atomique voisine de 40,08 u et confondue avec celle de l'argon à 0,13 u près, alors qu'il y avait une différence de masse atomique de 3,65 u entre le chlore (35,45 u) et le potassium (39,10 u). Ce problème fut résolu par Henry Moseley, qui démontra en 1913 que le tableau périodique devait être rangé par ordre de numéro atomique croissant, et non par masse atomique croissante, ce qui classait les éléments dans le bon ordre.

L'abondance atmosphérique relative de l'argon par rapport aux autres gaz nobles — 9 340 ppm d'argon, contre 5,24 ppm d'hélium, 18,18 ppm de néon, 1,14 ppm de krypton et 0,087 ppm de xénon — peut aussi être attribuée à l'argon 40 radiogénique : l'argon 36 présente en effet une abondance de seulement 31,5 ppm (0,337 % de 9 340 ppm), du même ordre de grandeur que celle du néon (18,18 ppm).

I-5 COMPOSÉS

L'atome d'argon présente une couche de valence saturée d'électrons, avec des sous-couches s et p complètes. Ceci rend cet élément chimiquement inerte et très stable, c'est-à-dire qu'il ne forme de liaison chimique avec d'autres atomes que très difficilement. Jusqu'en 1962, les gaz nobles étaient considérés comme totalement inertes et impropres à la formation de composés chimiques ; à cette date cependant, la synthèse de l'hexafluoroplatinate de xénon [13] XePtF_6 ouvrit la voie à la chimie des gaz nobles.

Le premier composé d'argon avec le pentacarbonyle de tungstène, de formule chimique $\text{W}(\text{CO})_5\text{Ar}$, fut publié en 1975, mais son existence réelle demeura contestée. En

août 1962 fut synthétisé à l'Université d'Helsinki le fluorohydrure d'argon HArF par photolyse ultraviolette de fluorure d'hydrogène HF dans une matrice cryogénique d'iodure de césium CsI et d'argon Ar, composé stable en dessous de 27 K (-246,15 °C) identifié par spectroscopie infrarouge [14]. Cette découverte fit accepter l'idée que l'argon puisse former des composés faiblement liés.

Le dication métastable ArCF_2^{2+} , isoélectronique avec le fluorure de carbonyle COF_2 et le phosgène COCl_2 du point de vue des électrons de valence, a été observé en 2009 [15], mettant en œuvre une liaison carbone-argon. L'ion moléculaire $^{36}\text{ArH}^+$, correspondant au cation hydrure d'argon 36 (argonium), a été détecté dans le milieu interstellaire au niveau de la nébuleuse du Crabe; c'est le premier composé de gaz noble détecté dans l'espace.

L'hydrure d'argon solide $\text{Ar}(\text{H}_2)_2$ est un composé de van der Waals présentant la même structure cristalline que la phase de Laves MgZn_2 . Il se forme à des pressions comprises entre 4,3 et 220 GPa, bien que des résultats obtenus par spectroscopie Raman suggèrent que les molécules H_2 du composé $\text{Ar}(\text{H}_2)_2$ se dissocient au-dessus de 175 GPa.

I-6 PRODUCTION INDUSTRIELLE ET APPLICATIONS

L'argon est produit industriellement par distillation fractionnée d'air liquéfié dans des unités cryogéniques de distillation de l'air, procédé qui permet de séparer l'azote liquide, qui bout à 77,3 K, de l'argon, qui bout à 87,3 K, et de l'oxygène liquide, qui bout à 90,2 K. La production mondiale d'argon est de l'ordre de 700 000 tonnes par an.

L'argon présente plusieurs propriétés intéressantes qui justifient son utilisation industrielle :

- c'est un gaz chimiquement inerte ;
- c'est une alternative bon marché lorsque l'azote n'est pas suffisamment inerte ;
- il a une faible conductivité thermique (c'est donc un isolant thermique) ;
- ses propriétés électroniques (ionisation, spectre d'émission) sont mises à profit dans certaines applications d'éclairage.

D'autres gaz nobles présentent des propriétés semblables et pourraient être également utilisés, mais l'argon est de loin le moins cher de tous, étant obtenu comme sous-produit de l'extraction de l'oxygène et de l'azote de l'air par distillation fractionnée cryogénique.

I-6-1 Applications industrielles

L'argon est utilisé dans certains procédés industriels à haute température au cours desquels des substances chimiquement inertes tendent à devenir réactives. Une atmosphère d'argon est ainsi utilisée dans les fours électriques à électrodes de graphite afin de prévenir la combustion de ce matériau.

Pour certains de ces procédés, la présence d'azote ou d'oxygène provoquerait des défauts dans le matériau. L'argon est utilisé dans certains types de soudage à l'arc comme le soudage MIG-MAG et le soudage TIG, ainsi que dans le traitement du titane et d'autres éléments réactifs. On fait également croître les cristaux de silicium et de germanium destinés à l'industrie des semi-conducteurs sous atmosphère d'argon pour en assurer la qualité cristalline.

L'argon est utilisé dans l'industrie avicole comme méthode d'abattage par atmosphère contrôlée pour asphyxier les volailles, que ce soit pour un abattage de masse après l'apparition d'une maladie ou comme moyen d'abattage alternatif à l'électronarcose. La densité relative de l'argon par rapport à l'air le fait rester près du sol lors du gazage. Sa nature non réactive le rend compatible avec les produits alimentaires, et le fait qu'il se substitue partiellement à l'oxygène dans les tissus allonge la durée de conservation alimentaire.

L'argon est parfois utilisé pour éteindre des incendies en préservant les équipements de valeur, comme des serveurs informatiques, qui seraient endommagés par l'utilisation d'eau ou de mousses.

I-6-2 Applications médicales

Des procédures de cryochirurgie telles que la cryoablation utilisent l'argon liquide pour détruire des tissus comme des cellules cancéreuses. On a pu l'employer dans une procédure dite argon-enhanced coagulation, qui est une forme d'électrochirurgie par torche à plasma, mais qui présente un risque d'embolie gazeuse matérialisé par la mort d'au moins un patient [16].

Des lasers bleus à argon sont utilisés en chirurgie pour la suture des artères, détruire des tumeurs, en chirurgie oculaire, ou encore pour l'électrocoagulation par voie endoscopique de lésions responsables de saignements digestifs.

L'argon a également été expérimenté pour remplacer l'azote dans le gaz respiratoire appelé Argox afin d'accélérer l'élimination de l'azote dissous dans le sang.

I-6-3 Recherche scientifique

L'argon liquide est utilisé comme cible pour la détection des neutrinos et les recherches sur la matière noire. Les interactions entre les hypothétiques WIMPs et les noyaux des atomes d'argon devrait produire une scintillation observable à travers des tubes photomultiplicateurs. Les détecteurs à deux phases contenant de l'argon gazeux sont utilisés pour détecter les électrons produits par ionisation lors des interactions WIMP-noyaux d'argon. Comme les autres gaz nobles liquéfiés, l'argon liquide a un taux de scintillation élevé (environ 51 photons/keV), est transparent pour sa propre scintillation, et est relativement facile à purifier. Il est moins cher que le xénon et présente un profil temporel de scintillation différent, ce qui permet de distinguer les interactions électroniques des interactions nucléaires. Il présente en revanche une plus forte radioactivité β en raison de sa contamination par l'argon 39, sauf à utiliser de l'argon issu du sous-sol terrestre, appauvri en ^{39}Ar , dont la période radioactive n'est que de 269 ans et dont le stock n'est pas reconstitué par l'interaction $^{40}\text{Ar} (n,2n) ^{39}\text{Ar}$ du rayonnement cosmique sur l'argon atmosphérique.

Dans un autre registre, l'argon 39 a été employé notamment pour dater des eaux souterraines et des carottes de glace en Antarctique. La datation par le potassium-argon et la datation argon-argon sont également employées pour la datation radiométrique de roches sédimentaires, métamorphiques et ignées.

I-6-4 Conservateur

L'argon, numéro E938, est utilisé comme conservateur alimentaire afin d'éliminer l'oxygène et l'humidité de l'atmosphère contenue dans les emballages et retarder leur date limite de consommation. L'oxydation par l'air, l'hydrolyse et les autres réactions qui dégradent les produits sont ainsi retardées ou entièrement bloquées. Les réactifs chimiques et les molécules pharmaceutiques sont parfois emballés sous atmosphère d'argon. Ce gaz noble est également utilisé comme conservateur pour les vernis, le polyuréthane ou encore les peintures.

L'argon est également utilisé en vinification pour protéger le vin de l'oxygène et prévenir son oxydation ainsi que les interactions bactériennes indésirables (notamment les bactéries acétiques, qui produisent de l'acide acétique et font tourner le vin en vinaigre). Il peut également être utilisé comme gaz propulseur pour sprays.

I-6-5 Équipements de laboratoire

L'argon peut être utilisé comme gaz inerte pour rampe à vide et boîte à gants ; il est préféré à l'azote, moins cher, car l'azote est susceptible de réagir avec des composés particulièrement réactifs, ainsi qu'avec certains équipements.

L'argon peut être utilisé comme gaz porteur en chromatographie en phase gazeuse et en ionisation par électronébuliseur. C'est le gaz de prédilection pour le plasma utilisé en spectrométrie à plasma à couplage inductif. L'argon est utilisé préférentiellement en dépôt par pulvérisation cathodique sur les spécimens à étudier par microscopie électronique à balayage et pour le nettoyage des wafers en microfabrication.

I-6-6 Éclairage

Une lampe à incandescence est généralement remplie d'argon afin de préserver son filament de l'oxydation à haute température. L'argon est également utilisé pour son rayonnement par ionisation, comme dans les lampes à plasma et les calorimètres en physique des particules. Les lampes à décharge remplies d'argon pur produisent une lumière violette pâle tirant sur le bleu lavande, qui devient bleue en ajoutant un peu de mercure.

L'argon est également utilisé pour les lasers ioniques bleus et verts.

I-6-7 Applications diverses

L'argon est utilisé comme isolant thermique pour double vitrage. On l'utilise également pour le remplissage des combinaisons étanches pour plongée en scaphandre autonome en raison de son inertie chimique et de sa faible conductivité thermique.

L'argon est l'un des gaz pouvant être utilisé en astronautique comme propulseur des VASIMR. Dans le domaine de l'armement aérien, il est utilisé sous pression pour refroidir, en se détendant, la tête de certains missiles air-air, dont des missiles AIM-9 Sidewinder.

L'argon a été utilisé en athlétisme comme dopant simulant l'hypoxie. Il a de ce fait été inclus, avec le xénon, à la liste des méthodes et des substances interdites par l'Agence mondiale antidopage en 2014.

I-7 HISTOIRE ET ÉTYMOLOGIE

Le mot argon dérive du grec ancien ἀργός / argós (« oisif », « paresseux », « stérile »), formé du préfixe grec privatif ἀ et du mot ἔργον / ergon (« travail »), cette étymologie évoquant le caractère inerte de l'élément.

La présence dans l'air d'un gaz chimiquement inerte fut suspectée par Henry Cavendish dès 1785 mais sa découverte par Lord Rayleigh et Sir William Ramsay à l'University College de Londres attendit 1894. Ils procédèrent en éliminant d'un échantillon d'air pur son oxygène, son dioxyde de carbone, sa vapeur d'eau et son azote, ce qui laissait un gaz inerte qu'ils appelèrent argon. Ces deux scientifiques firent à la Royal Society la communication officielle de leur découverte le 31 janvier 1895.

Ils furent mis sur la piste par le fait que l'azote produit chimiquement était 0,5 % plus léger que celui extrait de l'air par élimination des autres gaz atmosphériques connus à l'époque. La distillation fractionnée d'air liquéfié leur permit de produire une quantité notable d'argon en 1898 et par la même occasion d'isoler deux autres gaz nobles le néon et le xénon.

L'argon fut également observé en 1882 au cours de travaux indépendants par H. F. Newall et W. N. Hartley, qui notèrent des raies spectrales dans le spectre d'émission de l'air ne correspondant à aucun élément chimique connu.

Le symbole chimique de l'argon fut A jusqu'en 1957, date à laquelle il devint Ar.

I-8 DANGERS

Tout comme l'hélium, l'argon n'est pas dangereux à faible concentration. Toutefois, il est 38 % plus dense que l'air, et l'inhalation d'une grande quantité d'argon comporte des risques d'asphyxie par privation d'oxygène (anoxie) ; ceci peut se produire par exemple lors d'opérations de soudage dans un espace confiné.

I-9 CONCEPTS FONDAMENTAUX DES PLASMAS FROIDS

I-9-1 La température électronique et ionique

Un plasma froid est un système hors équilibre thermodynamique ; les énergies des électrons, des ions et des molécules neutres sont différentes. La faible inertie des électrons,

la masse de l'électron est de l'ordre de 2000 fois plus faible que celle des ions, fait qu'ils sont plus « réactifs » [2] et récupèrent de ce fait la plus grande partie de l'énergie déposée par le champ d'excitation extérieur. C'est pour cette raison qu'il n'existe pas de température thermodynamique pour le plasma comme on peut la définir pour un gaz neutre. Cependant, la valeur des énergies des espèces présentes dans le plasma suit une loi de distribution statistique qui peut être de type Maxwell-Boltzmann et l'on peut ainsi définir la température statistique des différents éléments en utilisant l'équation :

$$E_c = \frac{1}{2} m V^2 = \frac{3}{2} K_B T \quad (\text{Eq.I-1})$$

où E_c est l'énergie cinétique, m la masse de la particule, V la vitesse quadratique moyenne, T la température en kelvin et k_B la constante de Boltzmann. On définit ainsi trois températures : T_e : pour les électrons ;

T_i : pour les ions ;

T_n : pour les espèces neutres.

Ces températures représentent uniquement l'état d'agitation des particules et sont exprimées en électron volt (eV).

Dans le cas des plasmas à l'équilibre thermodynamique, on peut définir une seule température T qui est aussi égale à la température physique du milieu :

$$T_e = T_L = T_i = T \quad (\text{Eq.I-2})$$

T_L désigne la température des espèces lourdes (ions et neutre). Les ions sont dans ce cas chauds et réactifs.

Dans le cas des plasmas hors-équilibre thermodynamiques, la température électronique et la température des espèces lourdes diffèrent ($T_L \neq T_e$). Les masses des ions et des neutres étant proches, leurs températures sont voisines et sont de l'ordre de la température ambiante. Par contre la température électronique est beaucoup plus élevée ($T_e \gg T_i \approx T_L \approx T_g$), les ions sont considérés comme « froids » et non réactifs.

La température électronique est de l'ordre de 1 à 10 eV alors que la température des ions et des neutres reste aux alentours de 0.025 à 0.05eV .

Les principales caractéristiques des plasmas froids sont les suivantes :

- (i) ils sont entretenus électriquement ;
- (ii) les collisions des particules chargées avec les molécules neutres du gaz sont importantes ;

- (iii) ils sont spatialement limités et les pertes aux surfaces sont importantes;
- (iv) l'ionisation des neutres maintient le plasma dans un état d'équilibre ;
- (v) les électrons ne sont pas en équilibre thermique avec les ions .

I-9-2 Le degré d'ionisation

Le degré d'ionisation d'un plasma est un paramètre qui relie les densités électronique (n_e), ionique (n_i) et des neutres (n) par la relation :

$$\alpha = \frac{n_o}{n + n_o} \quad (\text{Eq.I-3})$$

où n_0 est la densité des électrons (n_e) ou des ions positifs (n_i).

Cette notion est très importante car elle permet de distinguer les plasmas froids des autres types de plasma. Quand la valeur de α est inférieur à 10^{-4} alors on est en présence de plasmas faiblement ionisés ou encore plasmas froids, régis par les processus réactifs. Si la valeur de α est très supérieur à 10^{-4} on parle de plasma fortement ionisé ou plasma chaud. Le transport électronique est fortement conditionné par les collisions coulombiennes à longue portée et le plasma est dominé par les processus radiatifs. Ces plasmas on peut les trouver par exemple au cœur des étoiles où se produisent des réactions de fusions nucléaires.

I-9-3 Les effets collectifs : longueurs de Debye et fréquence plasma

La neutralité électrique n'est qu'une propriété macroscopique du plasma puisque, considérée individuellement, une charge se trouve entourée d'un certain nombre de charge de signe opposé. En réalité, par un phénomène semblable à celui observé dans les électrolytes, le potentiel de la charge est écranté sur une distance dite longueur de Debye λ_D , définie par la relation :

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_o K_B T_e}{n_e q^2} \right)^{1/2} \quad (\text{Eq.I-4})$$

En remplaçant la permittivité électrique du vide ϵ_o et la charge électrique élémentaire (q) par leurs valeurs, on aboutit aux formules pratiques suivantes :

$$\lambda_D = 6.9 \sqrt{\frac{T_e(\text{K})}{n_e}} = 743 \sqrt{\frac{T_e(\text{eV})}{n_e}} \quad (\text{Eq.I-5})$$

λ_D est exprimée en cm et n en cm^{-3}

La neutralité électrique n'existe donc qu'à une échelle d'observation supérieure à λ_D . Tout gaz ionisé dont la dimension L (la plus petite dimension de l'enceinte qui le contient) satisfait l'inégalité $L \gg \lambda_D$ est dominé par les effets collectifs qui masquent les comportements individuels. Ce comportement collectif se manifeste en particulier lorsque l'on écarte le plasma de l'équilibre électrostatique.

Supposons, par exemple, que l'on sépare, sur une distance δ_x , deux tranches d'électrons et d'ions, initialement superposées. La charge superficielle qui en résulte sur les faces opposées crée une force de rappel pendulaire, entraînant une oscillation sinusoïdale de pulsation :

$$\omega_{pe} = \left(\frac{n_e q^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (\text{Eq.I-6})$$

ω_{pe} est dite pulsation plasma électronique, à laquelle est associée la fréquence $f_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi}$

donnée par la formule pratique :

$$f_{pe} = 9000 \sqrt{n_e} \quad (\text{Eq.I-7})$$

où f_{pe} est donnée en Hz et n en cm^{-3} .

Dans certaines conditions, les ions effectuent aussi de telles oscillations [1] avec une pulsation ω_{pi} appelée pulsation plasma ionique :

$$\omega_{pi} = \left(\frac{n_i q^2}{m_i \epsilon_0} \right)^{1/2} = \omega_{pe} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad (\text{Eq.I-8})$$

I-9-4 Le libre parcours moyen

Considérons le mouvement d'un électron traversant des cibles d'atomes supposés fixes. Le libre parcours moyen λ , qui correspond à la distance parcourue entre deux collisions successives, est donné par la relation :

$$\lambda = \frac{1}{n_g \sigma} \quad (\text{Eq.I-9})$$

où n_g cible est la densité du gaz et $\sigma = \pi.r^2$ est la section efficace, où r désigne le rayon de l'atome cible.

La fréquence de collision (ν) entre l'électron et les atomes cibles est donnée par :

$$\nu = \frac{V_{th}}{\lambda} = \sigma.n_g.\left(\frac{2K_B T}{m_e}\right)^{1/2} \quad (\text{Eq.I-10})$$

$$V_{th} = \left(\frac{2K_B T}{m_e}\right)^{1/2} \quad (\text{Eq.I-11})$$

V_{th} représente la vitesse thermique des électrons.

I-10 LES COLLISIONS DANS UN PLASMA FROIDS

Les collisions entre les électrons et les particules neutres du milieu sont les phénomènes précurseurs de création d'ion et/ou de radicaux qui jouent un rôle primordial dans les applications industrielles (gravure, dépôt, émission lumineuse,...).

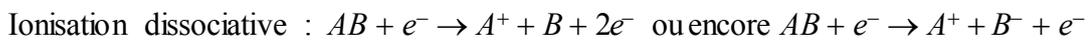
Les processus collisionnels peuvent se décomposer en deux groupes: les collisions primaires entre les électrons et les particules neutres du gaz et les collisions secondaires qui font intervenir les produits formés dans le premier groupe. Les collisions entre une molécule (AB) d'un gaz donné et un électron peuvent être élastiques ou inélastiques. Dans le premier cas il y'a uniquement transfert d'énergie cinétique. Dans le second cas, une partie de l'énergie cinétique est transformée en énergie interne (l'énergie cinétique totale n'est plus conservée). Ce sont des processus qui ont un seuil d'énergie d'excitation dont l'ordre de grandeur dépend non seulement de la cible mais surtout des processus

considérés :

les niveaux rotationnels présentent un seuil inférieur à 10meV et sont de ce fait plus facilement excités, pour les processus vibrationnels, ce seuil varie (en fonction des molécules considérées) entre et 0.5eV. Notons que l'attachement requière moins d'énergie que l'ionisation.

Dans un plasma froid, les processus les plus importants sont les collisions inélastiques entre les molécules neutres et les électrons. On peut les décrire comme suit [10] :

✓ **Ionisation de la molécule AB**



✓ **Attachement des électrons sur la molécule AB**



✓ **Excitation de la molécule AB**

Différents modes d'excitation sont possibles (rotation, vibration...) : $AB + e^- \rightarrow AB^* + e^-$

(AB^* désigne une molécule dans un état excité)

✓ **Dissociation en neutres de la molécule AB**



A cette liste, il faut ajouter les processus de recombinaison électrons-ion ou ion-ion, de détachement, de relaxation... Il est utile de rappeler que la relaxation d'états excités s'accompagne souvent d'émission de photons, d'où la luminosité de certaines décharges. Les probabilités des divers types de collisions électrons-molécules sont fonctions de l'énergie des électrons. Elles ont été déterminées expérimentalement pour un certain nombre de gaz. Elles sont traduites en termes de sections efficaces d'ionisation, de dissociation, d'attachement, etc.

I-11 APPLICATIONS INDUSTRIELLES

Les applications industrielles des plasmas froids sont très variées et touchent à des domaines d'applications assez hétérogènes. Les plasmas sont utilisés à différents titres.

Pour leurs hautes températures, parce qu'ils sont riches en espèces réactives chimiquement et également pour leurs propriétés lumineuses. La diversité de ces applications fait que les sources électriques, qui leurs sont liées, ont des caractéristiques variées.

II-11-1 Dépollution, traitements des déchets

Une première utilisation des hautes températures des plasmas est le traitement de déchets afin de limiter la toxicité de certains résidus ou de recycler des matières métalliques.

Décontamination du sol : les déchets (terre polluée par des produits chimiques) sont mis en suspension dans de l'eau et le tout est injecté au centre d'un dard de plasma d'arc non transféré de 350 kW.

Ce type de procédé permet de transformer les déchets chimiques et non organiques, qui sont nocifs pour l'environnement, en un matériau vitreux stable et non toxique ; ce procédé a été expérimenté par Pyrolyses Systems Inc.

Incinération des déchets ménagers : l'utilisation de plasmas permet de limiter au maximum la pollution engendrée ; en effet, les déchets ménagers sont dans un premier temps triés pour être recyclés.

La partie non recyclable des déchets est incinérée. De cette incinération, il subsiste des déchets solides en bas du four (mâchefèr) qui servent à fabriquer des enduits pour les routes et le REFIOM (Résidu d'Épuration de Fumées d'Incinérateurs d'Ordures Ménagères). On utilise alors une torche à plasma pour vitrifier celui-ci.

Le produit de cette vitrification est concassé et utilisé pour faire des dalles, des pavés ou des bordures de trottoir (source Euro plasma).

Récupération de métaux précieux : des installations de récupération de métaux précieux (palladium, platine, iridium...) contenus dans les catalyseurs de pot d'échappement sont développés en utilisant des torches à plasma.

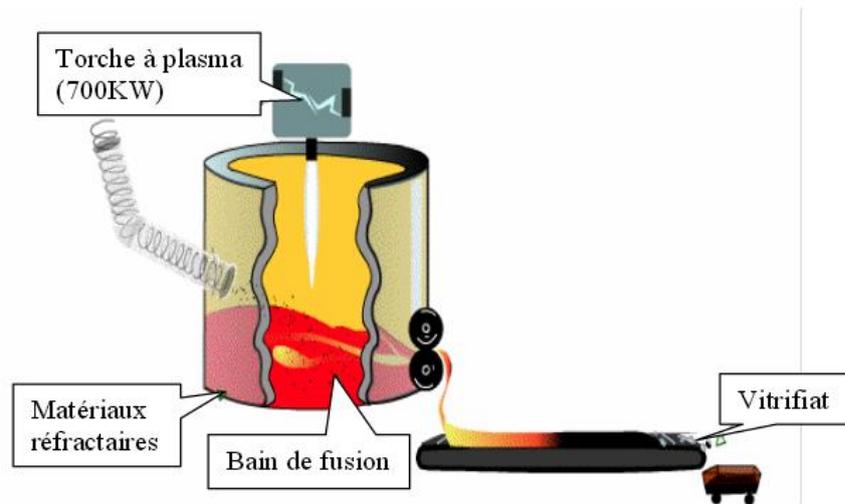


Figure I-2 : *Vitrification du REFIOM source Euro plasma*

Traitement des crasse d'aluminium : le terme de « crasse d'aluminium » désigne les déchets restés collés aux parois des cuves où l'aluminium se trouvait à l'état liquide. L'entreprise Hydro-Quebec (Canada) a développé, vers 1987, des essais de traitement des crasses d'aluminium avec une torche PEC (torche d'arc transféré à électrode froide) de 150kW dans un four avec de l'air comme gaz plasmagène.

En 1988, une usine pilote de 1 MW est construite et en 1991, Plasma Processing Corporation construit aux USA une usine de capacité de 40000t/an. Ce procédé de traitement par torche à plasma permet de récupérer 90,5 % de l'aluminium contenu dans les crasses, avec toutefois d'importantes pertes énergétiques.

I-11-2 Métallurgie

La métallurgie utilise les fours à arc pour obtenir les températures élevées nécessaires au traitement de l'acier. Les fours destinés à cet usage peuvent fonctionner en courant alternatif ou en courant continu.

Ce sont de gros consommateurs d'électricité, puisque leur consommation totale représente près de 4% de la consommation de la grande industrie en France. La capacité des fours modernes avoisine les 200 t avec une consommation énergétique comprise entre 400 et 500 kWh/t .

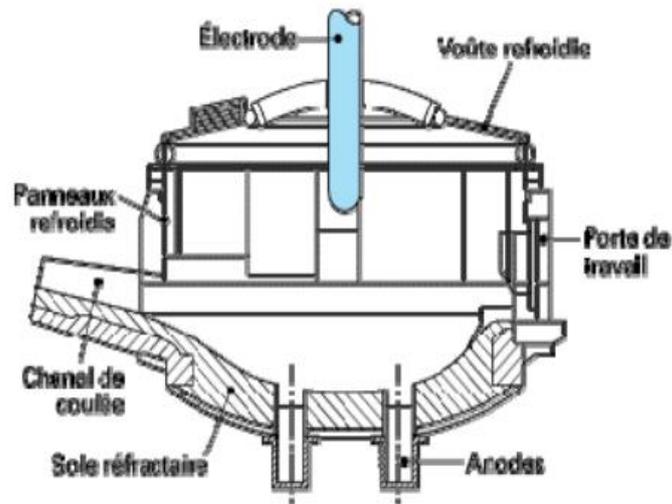
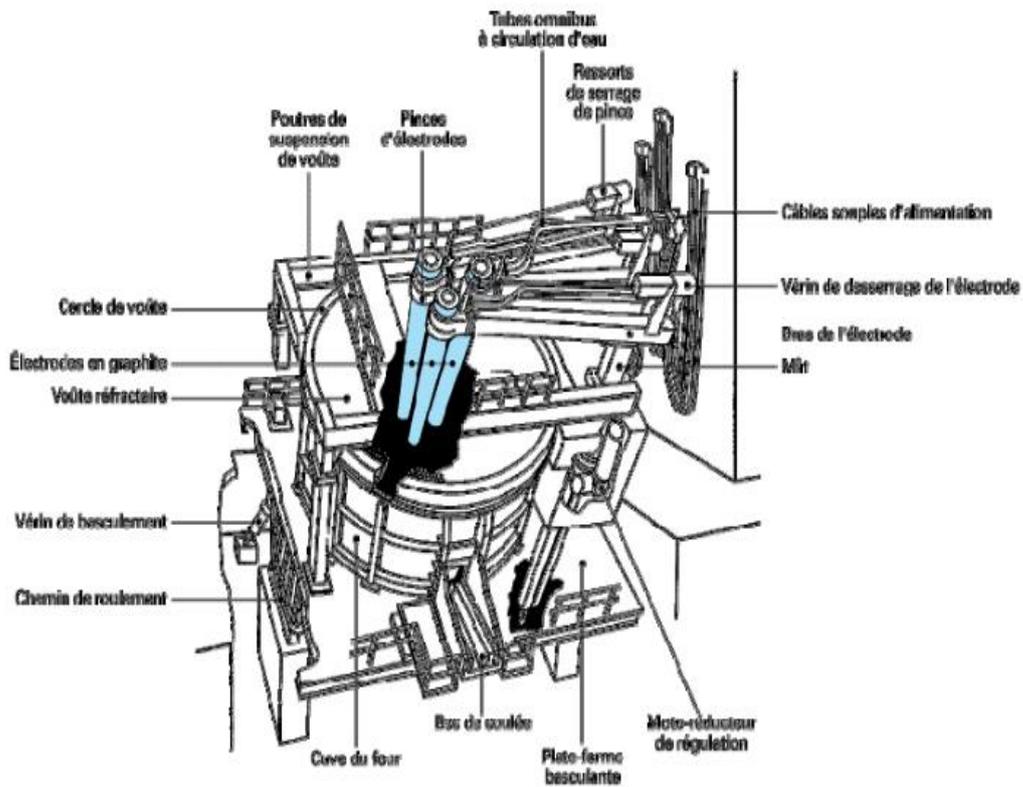


Figure I-3 : Four à courant continu



Le four représenté est un four à bûlör

Figure I-4 : Four triphasé

Cette consommation de puissance est telle qu'elle génère des problèmes sur les réseaux électriques (des papillotements de l'éclairage ou « flicker »).

Cela est dû aux variations de tension sur le réseau, provoquées par les instabilités des arcs des fours. Les fours à arc sont composés d'un récipient dans lequel repose le métal en fusion et d'électrodes en graphite situées au dessus.

Ce récipient qu'il est possible de faire basculer pour recueillir le métal en fusion, dispose d'éléments pour refroidir sa voûte et retenir la chaleur du métal en fusion.

La hauteur des électrodes est réglable afin de contrôler la tension de la décharge. Dans le cas des fours à courant continu, il y a une électrode au dessus et une électrode intégrée dans le fond du récipient contenant le métal en fusion.

Dans le cas de four utilisant la tension triphasée alternative, les trois électrodes sont au dessus du bain. C'est le four triphasé qui est le plus utilisé aujourd'hui mais les avantages (meilleur chauffage du métal et meilleur rendement) du four à courant continu tendent à le rendre plus rentable.

I-11-3 Catalyse de réactions chimiques

Les espèces chimiques présentes dans les plasmas sont réactives et permettent de catalyser des réactions chimiques.

C'est notamment le cas du reformage de l'hydrogène à partir d'hydrocarbure. Bien que ce ne soit pas la seule voie possible, elle est étudiée, entre autre, au CENERG. Le principe de ce type de dispositif est de mélanger les réactifs à l'état gazeux dans le réacteur où on entretient une décharge électrique.

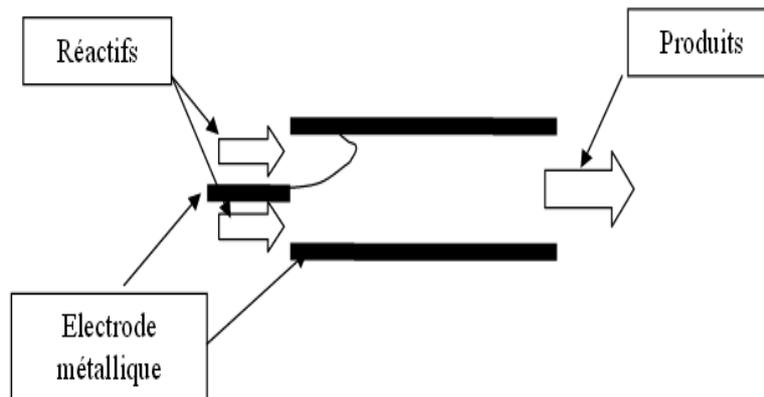


Figure I-5 : Réacteur de catalyse du reformage d'hydrogène

On peut également obtenir la création de nano-tubes de carbone par des procédés plasma. L'utilisation d'un plasma thermique pour la synthèse de nano-particules de

carbone est un procédé novateur, protégé par plusieurs brevets. Ce procédé est fondé sur un système à arc plasma triphasé.

Les décharges à barrières diélectriques peuvent être utilisées pour la synthèse d'ozone.

I-11-4 Dépôts et gravure

L'utilisation de plasmas permet de réaliser des traitements de surface, afin d'obtenir ou d'améliorer certaines propriétés spécifiques. On peut ainsi solidifier des pièces métalliques, graver avec précision ou déposer des molécules sur des matériaux plastiques pour en changer les propriétés.

Rechargement des pièces usées : certaines pièces de métallurgie s'usent de manière importante, notamment lorsqu'elles sont sujettes à de fortes contraintes mécaniques :

Pièces de centrales nucléaires, pièces de matériaux de forage... Ces pièces peuvent être traitées et renforcées en y déposant du carbure de tungstène ou d'autres composés en fonction des propriétés recherchées (anticorrosion...).

Cette opération de « rechargement » est effectuée à l'aide de torches à plasma.

Gravure de semi-conducteur : On utilise des décharges à barrière diélectrique pour effectuer la gravure du silicium de composants microélectroniques. Cela permet de réaliser des gravures très précises.

Ce type de technologie est également utilisé dans certaines disciplines des sciences de la vie, pour créer des substrats d'étude de cellules isolées ou canalisées.

Dépôts de matériaux chimiques sur film plastique : les propriétés de surface des films plastiques peuvent être modifiées par dépôts ou altération de leur composition chimique locale ; on peut ainsi améliorer leur imperméabilité à l'oxygène, leur propriétés d'adhésion. Les procédés qui supposent le traitement de surfaces importantes sont généralement réalisés à l'aide de décharges à barrière diélectrique.

I-11-5 Lumière

Les décharges électriques possèdent des propriétés lumineuses qui sont exploitées dans divers domaines, notamment l'éclairage, où on cherche à obtenir des caractéristiques d'éclairages précises (longueur d'onde, intensité...) mais également pour les écrans plasmas.

Tube fluorescent : le tube fluorescent, ou tube néon, est très utilisé pour l'éclairage dans des bâtiments accueillant du public ; celui-ci consomme peu d'énergie pour un éclairage important. D'autres lampes à décharge, au sodium à haute pression (SHP), sont très

utilisées pour l'éclairage des routes la nuit. Dans le cadre d'un éclairage public, c'est l'efficacité énergétique qui est recherchée. Or, les lampes SHP ont le rapport lumens (unité permettant de mesurer l'efficacité de l'éclairage) par watt le plus élevé, (70 à 100 lumens par Watt), surtout par rapport aux lampes à incandescence (15 lumens/W).

Ecran plasma : Les écrans plasma utilisent des décharges à barrière diélectrique pour exciter un gaz et générer une image. Le gaz utilisé dans les écrans plasma est un mélange d'argon (90%) et de xénon (10%). Ce gaz est contenu dans des cellules, correspondant aux pixels ; chaque cellule est adressée par une électrode ligne et une électrode colonne qui permettent d'exciter le gaz. En modulant la valeur de la tension appliquée entre les électrodes et la fréquence de l'excitation, il est possible de définir jusqu'à 256 valeurs d'intensités lumineuses. Le gaz ainsi excité produit un rayonnement lumineux ultraviolet (donc invisible pour l'œil humain). Grâce à des luminophores respectivement bleus, verts et rouges répartis sur les cellules, le rayonnement lumineux ultraviolet est converti en lumière visible.

I-12 CONCLUSION

Dans ce chapitre une synthèse bibliographique a été effectuée sur l'argon, notamment les différents domaines d'applications industrielles et médicales. La description de l'état de l'argon en isotopes et ses composés ainsi que les propriétés principales sont bien détaillées. La deuxième partie de ce chapitre a été consacrée sur l'étude des propriétés physiques d'un plasma froid dans un gaz. Nous avons mentionné les lois fondamentales qui décrivent les plasmas froids dans les gaz ainsi que leurs applications industrielles. Dans le prochain chapitre nous allons montrer les modèles mathématiques qui décrivent la décharge radiofréquence notamment le modèle fluide.

CHAPITRE II

MODELE MATHEMATIQUE 1D D'UNE DÉCHARGE RADIOFREQUENCE

II-1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons présenter le modèle mathématique de la décharge radiofréquence et les paramètres de transport dans l'argon. Nous présenterons les édifices des modèles 1D (à une dimension). Nous rappellerons leurs équations, les principales hypothèses ainsi que les schémas adoptés pour l'élaboration des modèles. Il s'agit de modèles de type fluide avec une représentation dérive-diffusion des flux de particules chargées et du flux d'énergie, pour lequel nous nous sommes placés dans le cadre de l'approximation du champ local et l'énergie moyenne locale.

Ces modèles sont particulièrement bien adaptés à la modélisation des décharges en régime collisionnel, comme dans notre cas. Nous allons bien définir les données de base dans l'argon. Il s'agit de la mobilité et le coefficient de diffusion électroniques et ioniques ainsi que le taux d'ionisation.

II-2 MODÈLES AUTOCOHÉRENTS D'UN PLASMA FROID HORS ÉQUILIBRE

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 [17] et sur les caractéristiques de la région cathodique publiés par Ward [18]. 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 autocohérent. 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.

II-3 MODÈLE ÉLECTRIQUE AUTOCOHÉRENT : REPRÉSENTATION MATHÉMATIQUE

Un modèle électrique auto-cohérent consiste à décrire le couplage entre les phénomènes de transport des particules chargées et le champ électrique. Idéalement, le transport des particules dans une décharge est décrit par l'équation de Boltzmann qui

détermine la fonction de distribution $f(\vec{v}, \vec{r}, t)$ des vitesses \vec{v} , des particules au point \vec{r} de l'espace et à l'instant t .

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}} \quad (\text{Eq.II-1})$$

Où $\vec{F}(\vec{r}, t)$ est la force extérieure qui agit sur les particules de masse m et le terme source $(\partial f / \partial t)_{\text{coll}}$ représente les 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.

$$\nabla \vec{E}(\vec{r}, t) = - \frac{\rho(\vec{r}, t)}{\epsilon_0} \quad (\text{Eq.II-2})$$

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 :

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

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

$$n_i(\vec{r}, t) = \int_{\vec{v}} f_i(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3v \quad (\text{Eq.II-4})$$

Selon le degré d'approximation des phénomènes physiques (de l'équation de Boltzmann) on distingue trois catégories de modèles décrits ci-dessous: modèles microscopiques, modèles fluides et modèles hybrides.

II-3-1 Modèle particulaire

Dans un modèle particulaire, on résout simultanément, et sans faire d'hypothèses simplificatrices, l'équation de Boltzmann pour la fonction de distribution des particules chargées et l'équation de Poisson pour le champ électrique. L'équation de Boltzmann sous sa forme spatio-temporelle (Eq.II-1) peut être résolue de façon pratique à l'aide des

méthodes particulières de types Monte Carlo [19]. Dans les méthodes microscopiques, on considère un ensemble représentatif de particules (typiquement de l'ordre 10^2 - 10^5) et on suit leur trajectoire dans l'espace des phases en traitant les collisions de façon statique et en intégrant les équations classiques du mouvement entre deux collisions. Cette approche est idéale du point de vue physique. Implicitement, de par leur structure, les techniques particulières permettent une description précise du comportement des particules chargées du plasma pour de larges gammes de fréquences et de pression. Ainsi, la validité des modèles fluides peut être vérifiée grâce aux techniques particulières (Monte Carlo) [20,21]. 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 [22]. 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 [23]. Les approches particulières semblent constituer dans ce cas un moyen incontournable de description des phénomènes alors mis en jeu [24, 25, 26], particulièrement à basse pression et en régime non collisionnel. Les techniques Monte Carlo représentent aussi un moyen très efficace de traiter du comportement des espèces chargées dans le plasma en fort champ électrique [27, 28, 29]. L'inconvénient majeur est qu'un temps de calcul relativement important est très souvent nécessaire pour atteindre le régime permanent de décharge.

II-3-2 Modèle fluide

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

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

$$\frac{\partial n\bar{\chi}}{\partial t} + \nabla_r \cdot \bar{\chi}\vec{v} - n\bar{n}\nabla_v \cdot \bar{\chi} = \int_v \chi \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{col} d^3v \quad (\text{Eq.II-5})$$

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

En pratique, les équations décrivant le transport des particules chargées représentent les moments de l'équation de Boltzmann, obtenues en multipliant celle-ci par les grandeurs 1, \bar{v} , $(\bar{v} \cdot \bar{v})$, ..., et en l'intégrant dans l'espace des vitesses. D'une manière générale, on utilise les trois premiers moments, en établissant des hypothèses sur les moments d'ordre supérieur.

En remplaçant $\chi(\bar{v})$ par 1 dans l'équation (Eq.II-3), on obtient l'équation de continuité :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_r \cdot n\bar{v} = \int_v \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{col} = S \quad (\text{Eq.II-6})$$

Les deux termes gauches de l'équation (Eq.II-6) correspondent respectivement à la dérivée temporelle de la densité et à la divergence du flux ($n\bar{v}$). Le terme de droite de la même expression correspond au terme source ; il caractérise l'ensemble des processus collisionnels de création et de perte de l'espèce considérée.

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

De la même façon, on obtient l'équation de transfert de quantité de mouvement en considérant $\chi(\bar{v})$ égal à $m\bar{v}$ dans l'équation (Eq.II-5):

$$\frac{\partial nm\bar{v}}{\partial t} + nm(\bar{v} \cdot \nabla_r) \cdot \bar{v} + \bar{v}(\nabla_r \cdot nm\bar{v}) + \nabla_r P - n\bar{F} = \int_v mv \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{col} d^3v \quad (\text{Eq.II-7})$$

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 (Eq.II-7) 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 dans l'équation de transport de quantité de mouvement, cette dernière s'écrira :

$$nm \left[\frac{\partial}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \nabla_r) \right] \bar{v} = n\bar{F} - \nabla_r P - Sm\bar{v} - nmv_m\bar{v} \quad (\text{Eq.II-8})$$

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

$$p = nkT (= 2/3n\bar{\epsilon}) \quad (\text{où } p \text{ est la pression scalaire})$$

et

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{P} = \bar{\nabla} p \quad (\text{où } \bar{P} \text{ est le tenseur de pression cinétique})$$

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

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

Néanmoins, certains modèles fluides n'utilisent que ces deux premiers moments, le système étant fermé par l'hypothèse de "l'équilibre local".

Pour décrire d'une manière plus réaliste l'évolution des paramètres de la décharge, il est donc préférable d'introduire un moment supérieur de l'équation de Boltzmann. Ce moment correspondant à l'équation de transport de l'énergie, et est obtenu en remplaçant $\chi(\vec{v})$ par $(1/2)mv^2$ dans l'équation générale de transport (équation Eq.II-5):

$$\frac{1}{2} \frac{\partial nm\bar{v}^2}{\partial t} + \nabla_r \left[\frac{1}{2} nm \overline{(v \cdot v)v} \right] - nF \cdot v = \int_v \frac{1}{2} mv^2 \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{col} d^3v \quad (\text{Eq.II-9})$$

L'expression (Eq.II-9) 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 (Eq.II-5). Le premier terme du membre gauche correspond à la variation temporelle de l'énergie totale de la particule (énergie d'agitation thermique et énergie cinétique due au mouvement d'ensemble). Le second terme traduit la variation spatiale de l'énergie et le troisième la perte ou le gain d'énergie dû aux forces. Le membre de droite, quant à lui, traduit le terme de perte ou de gain de l'énergie dû aux collisions avec les autres espèces, c'est le terme de collision. De la même façon que pour les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann, on définit une fréquence moyenne d'échange d'énergie ν_e et on décrit le terme dû aux collisions, dans l'équation (Eq.II-9), par $-n_e \nu_e \bar{\epsilon}_e$ ($\bar{\epsilon}_e$ étant l'énergie moyenne des électrons).

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

II-3-2-1 Approximation du champ électrique local

Cette approximation suppose que la fonction de distribution au point \vec{r} et à l'instant t ne dépend que du champ électrique local réduit E/N . En d'autres termes, le gain d'énergie des particules sous l'effet du champ électrique est compensé localement (dans l'espace et dans le temps) par les pertes dues aux collisions. L'avantage de cette approche est que tous les coefficients de transport et fréquences moyennes de collisions peuvent être déduites de l'expérience (ou calculées) sous la condition du champ électrique uniforme. 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 Kreskovsky [30], Pedoussat [31], Hamid et al [32-34] et Yanallah [35]. Cette approche sont utilisées par Bœuf [36] et Bouchikhi et al [37,38] pour étudier la transition entre les décharges normales et anormales dans le cas d'une géométrie cartésienne bidimensionnelle. La discussion des différents comportements de décharge a été effectuée par Fiala [29].

II-3-2-2 Approximation 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 (par exemple une distribution maxwellienne). Cette hypothèse est raisonnable pour la colonne positive d'une décharge luminescente mais elle n'est pas valable dans la région cathodique. L'énergie moyenne est principalement déterminée par les électrons tandis que l'ionisation dans la lueur négative ne dépend que de la queue de la fonction de distribution et ne peut donc pas être fonction de l'énergie moyenne. Cette approche était adaptée par Schmitt et al

[39] et Belenguer et Bœuf [40], qui utilisent les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann et supposent que la fonction de distribution est maxwellienne pour les électrons.

II-3-2-3 Modèle à deux (ou plusieurs) groupes d'électrons

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 leur 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. Il est également possible d'utiliser une description microscopique pour le traitement des électrons rapides. On parle d'un modèle hybride fluide-particulaire.

II-3-3 Modèle hybride fluide-particulaire

Implicitement, le terme hybride désigne une catégorie de modèle combinant les deux techniques de description des décharges citées précédemment, fluides et particulaire. Cependant, cette appellation ne se limite pas à cela, puisque la structure d'un modèle de ce type peut englober deux "modules fluides" couplés.

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 de façon microscopique 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.

Les modèles utilisant une approche hybride-fluide-Monte-Carlo dans le but de séparer la description des électrons énergétiques (par un module de Monte-Carlo) de celles des autres espèces chargées, y compris parfois celle des électrons du volume de la décharge (par un module fluide), ont été utilisées pour décrire le comportement des décharges à

cathodes creuses (pseudo-spark) par Fiala, Fiala et al., Pitchford et al. [29, 41, 42] ainsi que par Bœuf et al. [43].

Cette approche est aussi utilisée par Cronrath et al., Porteous et al., pour décrire les décharges à résonance cyclotron [44, 45]. Borgaerts et al. [46] séparent aussi la description des deux groupes d'électrons d'une décharge en continu (espace sombre de Faraday et leur 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 (II-1)).

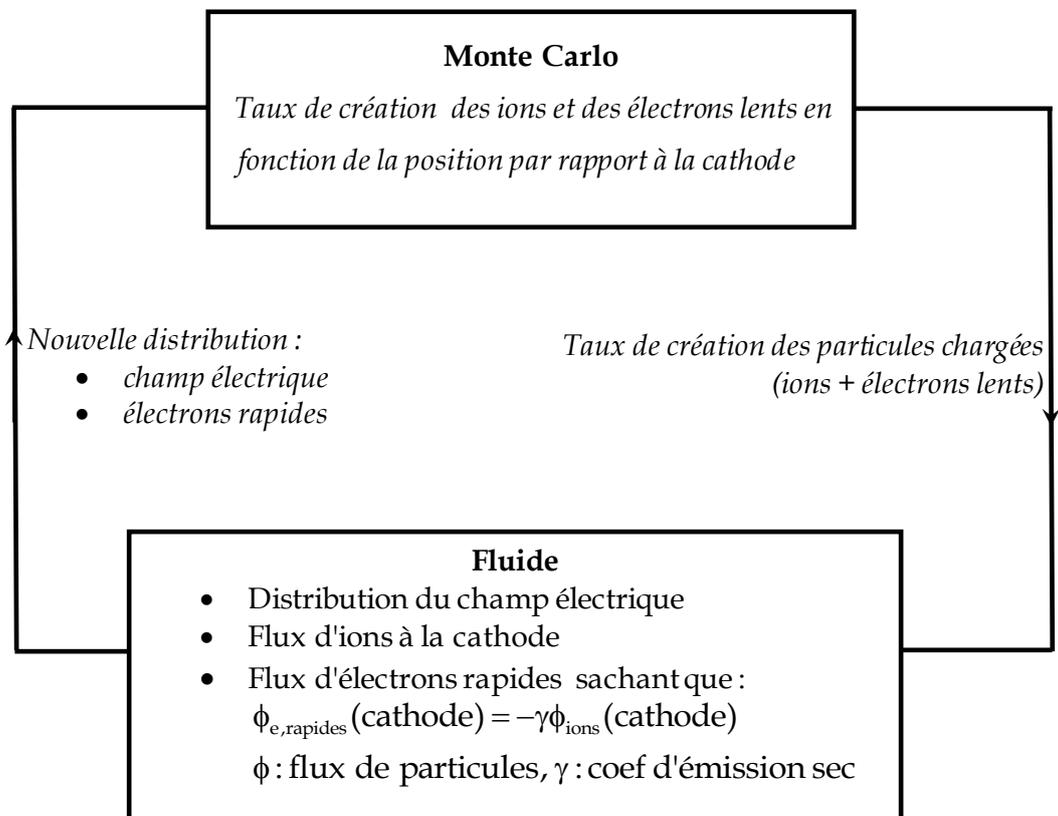


Figure II-1 : Schématisation du couplage entre le module fluide et le module Monte Carlo dans le modèle hybride élaboré par Bogaerts et col.

Le module Monte Carlo est basé sur le principe décrit précédemment. Les électrons dont l'énergie est inférieure au seuil d'excitation sont considérés comme lents et sont alors injectés dans la partie fluide du modèle. Le module fluide est entièrement implicite et basé sur le schéma exponentiel de Scharfetter-Gummel [47], il ne contient pas d'équations

d'énergie puisque les électrons énergétiques sont traités par le module Monte Carlo. Le couplage entre les parties, fluide et Monte Carlo du modèle est illustré en figure (II-1).

Le module Monte Carlo fournit les taux de création d'espèces chargées (électrons lents et ions) utilisés par le module fluide. Grâce à ce dernier on déduit la nouvelle distribution du champ électrique et le flux d'ions à la cathode et donc le flux d'électrons rapides que l'on injecte dans le module Monte Carlo et ainsi de suite.

Des approches similaires ont été suivies par Sommerer et Kushner [48], Hoekstra et Kushner[49] ou encore Hwang et al.[50] dans l'élaboration de modèles hybrides fluide-Monté-Carlo dans lesquels un modèle supplémentaire permet de traiter la chimie des neutres et des ions. Sommerer et Kushner [48] 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. L'introduction dans le modèle d'un module qui traite de la chimie des neutres a permis de mettre en évidence l'influence des métastables d'hélium, dans la création des particules chargées par effet Penning et par ionisation par étapes.

Un autre exemple typique où les modèles fluides ne sont plus concevables pour décrire convenablement le comportement des électrons énergétiques (ionisants) concerne les décharges RF à couplage capacitif à basse pression (typiquement en dessous de 50 mtorr, 13.56 MHz). Dans de telles conditions de basse pression, 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 modèle global (fluide). Une alternative pour traiter numériquement ce problème est de toujours 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.

II-4 SIMPLIFICATION DES ÉQUATIONS DE TRANSPORT

Le modèle physique fluide unidimensionnel permet de décrire d'une manière auto-cohérente les propriétés physiques et électriques des décharges DC en géométrie cartésienne, dans différents gaz. Le transport des électrons et des ions est décrit par les équations de continuité, de transfert de la quantité de mouvement et l'équation de l'énergie.

Le champ électrique est obtenu par la résolution de l'équation de Poisson. Les trois moments de l'équation de Boltzmann évoqués précédemment, couplés à l'équation de Poissons, constituent le modèle fluide d'ordre deux. Ce sont les équations que nous utiliserons pour représenter les phénomènes de transport pour chaque type de particules (électrons et ions). On utilise le terme fluide car les particules étudiées 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. Les simplifications retenues dans les moments de l'équation de transport de Boltzmann sont les suivantes:

- ✓ L'énergie de dérive est négligeable devant L'énergie thermique
- ✓ On considère le tenseur de pression cinétique est isotrope et diagonal
- ✓ On suppose les fréquences de collision moyennes ne dépendre que de l'énergie moyenne locale
- ✓ On néglige, dans les équations de transfert de quantité de mouvement, le terme en $(\partial/\partial t)$ par rapport au terme source (dans lequel intervient la fréquence d'échange de quantité de mouvement ν_m).

Les approximations citées précédemment permettent d'écrire l'équation de transfert de quantité de mouvement sous une forme bien plus simple, définissant l'approche classique connu sous le nom "équation de dérive-diffusion"

$$n_e v_e = n_e \frac{e}{m_e \nu_m} \nabla_r [n_e k T_e] = -n_e \mu_e E - \nabla_r [D_e n_e] \quad (\text{Eq.II-10})$$

Quand cela est possible, l'écriture précédente de l'équation de transfert de quantité de mouvement permet de simplifier considérablement la résolution numérique du système.

En tenant compte des mêmes hypothèses simplificatrices citées précédemment, l'équation d'énergie (Eq.II-9) pour les électrons peut être ramenée à la forme suivante:

$$\frac{\partial n_e \varepsilon_e}{\partial t} + \frac{5}{3} \nabla_r (n_e \varepsilon_e v_e) + \nabla_r q_e + e n_e v_e E = -n_e \nu_e \varepsilon_e \quad (\text{Eq.II-11})$$

q_e est le flux de chaleur, il dépend des moments supérieurs de l'équation de Boltzmann. On peut supposer que ce terme est proportionnel au gradient de température

électronique T_e dans le plasma. On introduit alors un coefficient de conductivité thermique des électrons κ défini par:

$$\kappa = \frac{5}{2} n_e D_e \quad (\text{Eq.II-12})$$

Le flux de chaleur peut alors être exprimé par:

$$q_e = -\kappa \nabla_r T_e = -\kappa \frac{2}{3} \nabla_r \varepsilon_e = -\frac{5}{3} n_e D_e \nabla \varepsilon_e \quad (\text{Eq.II-13})$$

Avec:

$$\varepsilon_e = \frac{3}{2} k T_e \quad (\text{Eq.II-14})$$

II-4-1 Fermeture du système d'équations des moments

Le système formé par l'équation de continuité, l'équation de transfert de la quantité de mouvement et l'équation d'énergie n'est pas équivalent à l'équation de Boltzmann car, pour cela, il faudrait un nombre infini d'équations de moments de Boltzmann.

En effet, l'utilisation des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann nous met en face d'un système dont le nombre d'inconnue est supérieur au nombre d'équations. Pour fermer le système, nous sommes obligés d'émettre certaines hypothèses: l'une d'elles est l'hypothèse d'équilibre local.

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.

Ceci suppose que le gradient temporel et spatial du champ électrique est faible sur des distances du libre parcours moyen des particules.

Lorsque cette hypothèse est vérifiée, la description de la décharge peut s'effectuer en utilisant les valeurs des paramètres de transport calculés à l'équilibre lorsque le champ électrique est constant.

Les paramètres de transport dépendent alors de la position et du temps uniquement à travers la variation spatiale et temporelle du champ électrique c'est l'hypothèse du champ local.

L'autre hypothèse est de l'énergie moyenne locale. Toutes les grandeurs moyennes sont supposées ne dépendre que de l'énergie moyenne locale des particules. Lorsque les gradients de champ sont plus importants, la situation de non équilibre qui résulte nécessite un couplage entre les formalismes macroscopiques et microscopiques.

En effet, pour décrire les caractéristiques d'un plasma, le modèle fluide n'est plus suffisant (milieu hors équilibre). Une étude particulière ou microscopique s'impose en se basant sur la résolution directe de l'équation de Boltzmann des diverses particules.

Ces problèmes de non équilibre ont généralement deux origines: Un non équilibre spatial ou/et temporel et un non équilibre collisionnel.

Dans le premier cas, les coefficients de transport ne dépendent plus de la position ou/et du temps à travers le champ électrique comme dans le cas de l'approximation du champ local. Un couplage avec l'équation de Boltzmann permettant de tenir compte de ce problème de non équilibre est alors nécessaire.

Dans le second cas, les coefficients de transport tabulés sont obtenus dans les conditions standard des expériences de mesure, c'est à dire à faible degré d'ionisation (sans interactions coulombiennes, super-élastiques, etc...).

II-4-2 Equation de Poisson

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

C'est l'équation de Poisson que l'on écrit en fonction des densités des espèces négatives (indices e) et des espèces positives (indices $+$):

$$\Delta V = -\frac{|e|}{\epsilon_0} (\sum_+ n_+ - \sum_e n_e) \quad (\text{Eq.II-15})$$

et

$$\vec{E} = -\overline{\text{grad}}V \quad (\text{Eq.II-16})$$

Avec $\epsilon_0=8.854 \cdot 10^{-14}$ (Farad cm^{-1}) et $|e|=1.6 \cdot 10^{-19}$ (C) sont respectivement la permittivité du vide et la valeur absolue de la charge élémentaire (les ions étant supposés mono chargés).

En effet, 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 chargée positive et négative) va s'ajouter au champ extérieur.

II-4-3 Le modèle hydrodynamique

Les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann décrits précédemment, couplés à l'équation de Poisson constituent le modèle fluide continu d'ordre 2. Ce sont les 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. Les variables fondamentales de notre modèle physique sont:

La densité ionique n_+ , la densité électronique n_e , le champ électrique ou plutôt le potentiel V et la température électronique T_e . Dans les paragraphes suivants, nous présentons les équations de transport des modèles 1D.

II-5 EQUATION DE TRANSPORT POUR LE MODÈLE 1D

A) Pour les électrons

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial n_e v_e}{\partial x} = S \quad (\text{Eq.II-17})$$

$$n_e v_e = \phi_e = -\mu_e E n_e - \frac{\partial D_e n_e}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-18})$$

$$S_e = n_e n_0 K_0^{i0} \quad (\text{Eq.II-19})$$

Où:

- ✓ μ_e , D_e sont respectivement la mobilité électronique et le coefficient de diffusion électronique
- ✓ S_e est le terme source de paires d'électron-ion
- ✓ K_B est la constante de Boltzmann, elle vaut $1.38062 \cdot 10^{-23}$ (J/K°)
- ✓ K_0^{i0} est le taux d'ionisation
- ✓ n_0 est la densité de gaz.
- ✓ E représente le champ électrique.
- ✓ n_e , v_e sont respectivement la densité électronique et la vitesse moyenne des électrons
- ✓ Φ_e est le flux électronique

L'écriture de l'équation de transport d'énergie des électrons [51-52] est modifiée, de façon à pouvoir la résoudre exactement comme les équations de continuité. Les équations d'énergies des électrons sont données par les relations suivantes:

$$\frac{\partial n_e \varepsilon_e}{\partial t} + \frac{5}{3} \frac{\partial \Phi_e}{\partial x} = S_e \quad (\text{Eq.II-20})$$

$$\Phi_e = -\mu_e E n_e \varepsilon_e - \frac{\partial D_e n_e \varepsilon_e}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-21})$$

$$S_e = -e\varphi_e E - n_e P^{ec} - n_e \varepsilon_e^{io} n_o K_o^{io} \quad (\text{Eq.II-22})$$

Avec:

- ✓ ε_e est l'énergie des électrons+
- ✓ Φ_e est le flux d'énergie électronique
- ✓ P^{ec} est l'énergie d'électron perdue par collision élastique avec l'atome du gaz, $n_e \varepsilon_e$ représente la densité d'énergie électronique
- ✓ S_e est le terme source net d'énergie. Il est constitué par deux termes, un terme de chauffage c'est $-e\Phi_e E$, et un terme de refroidissement $-n_e P^{ec} - \varepsilon_e^{io} S$

B) pour les ions

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \frac{\partial n_+ v_+}{\partial x} = S \quad (\text{Eq.II-23})$$

$$n_+ v_+ = \Phi_+ = \mu_+ E n_+ - \frac{\partial D_+ n_+}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-24})$$

$$S_+ = n_e n_o K_o^{io} \quad (\text{Eq.II-25})$$

Où

- ✓ μ_+ , D_+ sont respectivement la mobilité ionique, et le coefficient de diffusion ionique
- ✓ n_+ , Φ_+ représentent la densité ionique, et le flux ionique
- ✓ v_+ est la vitesse moyenne des ions
- ✓ S_+ est le terme source de paires d'électron-ion

C) Champ électrique

Le champ électrique est relié à la charge d'espace dans l'espace inter électrode à partir de l'équation de Poisson.

$$\nabla E = \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{|e|}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \quad (\text{Eq.II-26})$$

Ce champ est relié avec le potentiel par la relation suivante :

$$E = -\nabla V = -\frac{\partial V}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-27})$$

II-6 SCHÉMA DE MAILLAGE

Le schéma numérique adopté dans notre modèle est similaire à celui décrit par Bœuf [36] et Scharfetter et Gummel [47] dans le contexte du transport des électrons dans les semi-conducteurs.

Les équations de transport d'ions et d'électrons et l'équation d'énergie sont discrétisés par la méthode des différences finies en utilisant un schéma exponentiel.

Le système d'équations est linéarisé et intégré implicitement dans le temps. Le pas d'intégration dans le temps est pris constant.

Le domaine de simulation et la méthode de discrétisation des équations de transport (ion, électron) et l'équation de l'énergie sont représentés respectivement sur les figures (II-1) et (II-2).

Dans ce qui suit, nous allons présenter la discrétisation des équations de transport, l'équation de l'énergie et l'équation de Poisson en une et deux dimensions. Dans les expressions discrétisées, les indices i , j et k sont respectivement les indices de position x et y , et le temps t . L'équation de transport est résolue dans un domaine \mathbf{D} (voir figure (II-2)) que l'on peut discrétiser en mailles élémentaires.

On résout l'équation pour des ions qui se déplacent de $x=0$ vers $x=d$ (voir figure (II-2)). Sur l'intervalle $[x_i, x_{i+1}]$ on suppose que le flux de particules, la vitesse de dérive et le coefficient de diffusion sont constants.

On considèrera dans le système d'équations trois densités, une électronique, ionique et densités d'énergie (n_e , n_+ et $n_e \epsilon_e$). Le schéma de Scharfetter et Gummel est obtenu par l'intégration analytique de l'équation de quantité de mouvement entre deux points de la grille. Il conduit à une expression analytique du flux entre deux points de la grille spatiale.

Ce schéma présente une stabilité numérique fort appréciable, car il permet de décrire à la fois les conditions de faible champ (plasma, dominé par la diffusion) et de fort champ électrique (gaines, où le terme de dérive est dominant).

Nous présenterons plus en détail la forme des équations discrétisées selon ce schéma dans les paragraphes suivants relatif au modèle fluide unidimensionnel et bidimensionnel élaborés.

Pour résoudre les équations de conservations hydrodynamiques, nous considérons des électrodes planes, parallèles et infinies. Le problème sera résolu d'abord de façon unidimensionnelle.

Les origines des coordonnées sont prises à la surface de l'anode. Les directions des particules seront négatives quand elles entraînent un déplacement de la cathode vers l'anode : c'est le cas des espèces négatives (électrons dans notre cas).

Les espèces positives (ions positifs) qui se déplacent de l'anode vers la cathode ont alors une direction positive. Du fait des hypothèses du modèle, les écritures des équations de transport (électrons, ions) et l'équation de l'énergie ont des formes voisines. Afin de résoudre les équations sur un domaine D , on établit un réseau de mailles qui le couvre.

Le domaine D , est donc défini par :

$$x \in [0, d] \text{ et } t \in [0, t_{\max}]$$

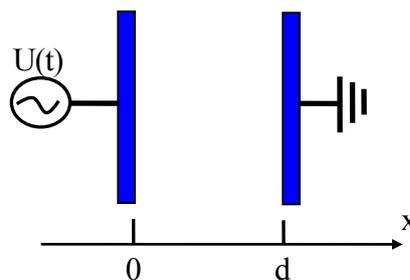


Figure II-2 : Domaine d'étude D

Les pas de calcul en temps (Δt) et en position (Δx) sont réguliers. Si on appelle $(nt-1)$ le nombre de mailles suivant le temps et $(nx-1)$ le nombre de mailles suivant la position, on a :

✓ $\Delta t = \frac{t_{\max}}{nt-1}$. Deux temps successifs sont reliés par: $t_{k+1} = t_k + \Delta t$

- ✓ $\Delta x = \frac{d}{nx-1}$.Deux positions successives sont reliées par: $x_{i+1} = x_i + \Delta x$
- ✓ Chaque point $M_{i,k}$ figure (II-3) appartenant au domaine d'étude est défini par ses coordonnées (x_i, t_k) .

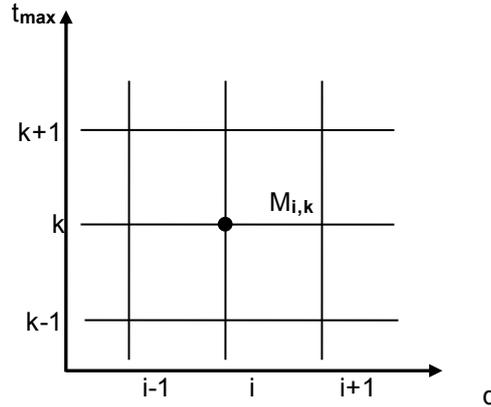


Figure II-3: Discretisation des équations fluide-Poisson.

II-6-1 Discretisation des équations de transport et de l'énergie

L'équation qui correspond à l'équation d'énergie ou l'équation de transport et donné par la formule suivant:

$$\frac{\partial \Theta(x,t)}{\partial t} + \Gamma \frac{\partial \Theta(x,t)W(x,t)}{\partial x} - \Gamma \frac{\partial \Theta(x,t)D(x,t)}{\partial x} = \mathfrak{S}(x,t) \quad (\text{Eq.II-28})$$

Avec:

- ✓ Dans le cas de l'équation de transport des électrons

$$\Theta = n_e, \Gamma = 1, \mathfrak{S} = S$$

- ✓ Dans le cas de l'équation de transport des ions

$$\Theta = n_i, \Gamma = 1, \mathfrak{S} = S$$

- ✓ Dans le cas de l'équation de l'énergie

$$\Theta = n_e \varepsilon_e, \Gamma = \frac{5}{3}, \mathfrak{S} = S_e$$

Cette équation peut encore s'écrire :

$$\frac{\partial \Theta(x,t)}{\partial t} + \Gamma \frac{\partial \Phi(x,t)}{\partial x} = \mathfrak{S}(x,t) \quad (\text{Eq.II-29})$$

En posant:

$$\Phi(x, t) = \Theta(x, t).W(x, t) - \frac{\partial\Theta(x, t)D(x, t)}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-30})$$

$\Phi(x, t)$ peut aussi s'écrire:

$$\Phi(x, t) = \Theta(x, t)D(x, t) \frac{W(x, t)}{D(x, t)} - \frac{\partial\Theta(x, t)D(x, t)}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-31})$$

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

$$\Phi(x, t) = y(x, t) \frac{W(x, t)}{D(x, t)} - \frac{\partial y(x, t)}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-32})$$

L'équation est étudiée dans un domaine \mathbf{D} que l'on peut discrétiser en mailles élémentaires. On résout l'équation pour des particules qui se déplacent dans l'espace inter-électrodes. Sur l'intervalle $[x_i, x_{i+1}]$, on suppose que le flux Φ , la vitesse de dérive W et le coefficient de diffusion D sont constants figure (II-4) :

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

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

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

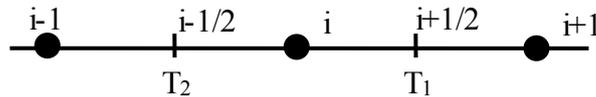


Figure II-4: la maille élémentaire du modèle 1D

Sur l'intervalle considéré ci-dessus, l'équation (Eq.II-32) peut s'écrire :

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

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

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

y_0 étant une constante que l'on va déterminer. On écrit l'expression de $\Phi_{i+1/2}$ en fonction de y_i et y_{i+1}

Au point x_i , $y(x, t) = y_i$ d'où :

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

l'expression de $y(x, t)$ devient :

$$y(x, t) = \left[y_i - \frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \Phi_{i+1/2} \right] \exp\left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} (x - x_i) \right) + \frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \Phi_{i+1/2} \quad (\text{Eq.II-33})$$

Au point x_{i+1} , $y(x, t) = y_{i+1}$, d'où :

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

Finalement, $\Phi_{i+1/2}$ s'écrit :

$$\Phi_{i+1/2} = \frac{y_{i+1} - y_i \exp\left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} \Delta x_+ \right)}{\frac{D_{i+1/2}}{W_{i+1/2}} \left[1 - \exp\left(\frac{W_{i+1/2}}{D_{i+1/2}} \Delta x_+ \right) \right]} \quad (\text{Eq.II-34})$$

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

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

$$\Phi_{i-1/2} = \frac{y_i - y_{i-1} \exp\left(\frac{W_{i-1/2}}{D_{i-1/2}} \Delta x_- \right)}{\frac{D_{i-1/2}}{W_{i-1/2}} \left[1 - \exp\left(\frac{W_{i-1/2}}{D_{i-1/2}} \Delta x_- \right) \right]} \quad (\text{Eq.II-35})$$

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

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

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

$$\left. \frac{\partial \Theta(x, t)}{\partial t} \right|_i^k = \frac{\Theta_i^{k+1} - \Theta_i^k}{\Delta t} \quad (\text{Eq.II-36})$$

$$\left. \frac{\partial \Phi(x, t)}{\partial x} \right|_i^{k+1} = \frac{\Phi_{i+1/2}^{k+1} - \Phi_{i-1/2}^{k+1}}{\Delta x} \quad (\text{Eq.II-37})$$

D'où l'équation (Eq.II-29) devienne:

$$\frac{\Theta_i^{k+1}}{\Delta t} - \frac{\Theta_i^k}{\Delta t} + \frac{\Gamma}{\Delta x} [\Phi_{i+1/2}^{k+1} - \Phi_{i-1/2}^{k+1}] = \mathfrak{g}_i^k$$

Nous avons: $\Delta x_+ = \Delta x_- = \Delta x$, en réécrivant les deux termes $\Phi_{i+1/2}^{k+1}$, $\Phi_{i-1/2}^{k+1}$:

$$\Phi_{i+1/2}^{k+1} = \frac{y_{i+1}^{k+1} - y_i^{k+1} \exp\left(\frac{W_{i+1/2}^k}{D_{i+1/2}^k} \Delta x\right)}{\frac{D_{i+1/2}^k}{W_{i+1/2}^k} \left[1 - \exp\left(\frac{W_{i+1/2}^k}{D_{i+1/2}^k} \Delta x\right)\right]} \quad (\text{Eq.II-38})$$

$$\Phi_{i-1/2}^{k+1} = \frac{y_i^{k+1} - y_{i-1}^{k+1} \exp\left(\frac{W_{i-1/2}^k}{D_{i-1/2}^k} \Delta x\right)}{\frac{D_{i-1/2}^k}{W_{i-1/2}^k} \left[1 - \exp\left(\frac{W_{i-1/2}^k}{D_{i-1/2}^k} \Delta x\right)\right]} \quad (\text{Eq.II-39})$$

Avec:

$$\left\{ \begin{array}{l} w_{i+1/2}^k = \mu_{i+1/2}^k E_{i+1/2}^k \\ E_{i+1/2}^k = -\frac{V_{i+1}^k - V_i^k}{\Delta x} \\ y_{i+1}^{k+1} = \Theta_{i+1}^{k+1} D_{i+1}^k \end{array} \right. , \quad \left\{ \begin{array}{l} w_{i-1/2}^k = \mu_{i-1/2}^k E_{i-1/2}^k \\ E_{i-1/2}^k = -\frac{V_i^k - V_{i-1}^k}{\Delta x} \\ y_{i-1}^{k+1} = \Theta_{i-1}^{k+1} D_{i-1}^k \end{array} \right. \quad \text{et} \quad y_i^{k+1} = \Theta_i^{k+1} D_i^k$$

On définit les termes T_1 et T_2 figure (II-3) par:

$$T_1 = -s \frac{\mu_{i+1/2}^k}{D_{i+1/2}^k} (V_{i+1}^k - V_i^k), \quad T_2 = -s \frac{\mu_{i-1/2}^k}{D_{i-1/2}^k} (V_i^k - V_{i-1}^k)$$

Avec:

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

On multiplie le numérateur de l'équation (Eq.II-38) et (Eq.II-39) par $(\Delta x / \Delta x)$ et on introduit les paramètres (y, E, T, W) . On retrouve les équations suivantes:

$$\Phi_{i+1/2}^{k+1} = \frac{(\Theta_{i+1}^{k+1} D_{i+1}^k - \Theta_i^{k+1} D_i^k \exp(T_1)) T_1}{\Delta x^2 [1 - \exp(T_1)]} \quad (\text{Eq.II-40})$$

$$\Phi_{i-1/2}^{k+1} = \frac{(\Theta_i^{k+1} D_i^k - \Theta_{i-1}^{k+1} D_{i-1}^k \exp(T_2)) T_2}{\Delta x^2 (1 - \exp(T_2))} \quad (\text{Eq.II-41})$$

On obtient finalement :

$$\begin{aligned} & \Theta_{i-1}^{k+1} \left[-\Gamma \frac{D_{i-1} \exp(T_2)}{\Delta x^2} \frac{T_2}{\exp(T_2) - 1} \right] + \\ & \Theta_i^{k+1} \left[\frac{1}{\Delta t} + \Gamma \frac{D_i \exp(T_1)}{\Delta x^2} \frac{T_1}{\exp(T_1) - 1} + \Gamma \frac{D_i}{\Delta x^2} \frac{T_2}{\exp(T_2) - 1} \right] + \\ & \Theta_{i+1}^{k+1} \left[-\Gamma \frac{D_{i+1}}{\Delta x^2} \frac{T_1}{\exp(T_1) - 1} \right] = \mathfrak{g}_i^k + \frac{\Theta_i^k}{\Delta t} \end{aligned} \quad (\text{Eq.II-42})$$

D'où l'équation de l'énergie des électrons discrétisée en 1D est donnée par la formule suivante:

$$\begin{aligned} & n_e \varepsilon_{ei-1}^{k+1} \left[-\frac{5}{3} \frac{D_{ei-1} \exp(T_2)}{\Delta x^2} \frac{T_2}{\exp(T_2) - 1} \right] + \\ & n_e \varepsilon_{ei}^{k+1} \left[\frac{1}{\Delta t} + \frac{5}{3} \frac{D_{ei} \exp(T_1)}{\Delta x^2} \frac{T_1}{\exp(T_1) - 1} + \frac{5}{3} \frac{D_{ei}}{\Delta x^2} \frac{T_2}{\exp(T_2) - 1} \right] + \\ & n_e \varepsilon_{ei+1}^{k+1} \left[-\frac{5}{3} \frac{D_{ei+1}}{\Delta x^2} \frac{T_1}{\exp(T_1) - 1} \right] = S_{ei}^k + \frac{n_e \varepsilon_{ei}^k}{\Delta t} \end{aligned} \quad (\text{Eq.II-43})$$

Cette équation (Eq.II-43) montre que le terme de droite $(S_{ei}^k + \frac{n_e \varepsilon_{ei}^k}{\Delta t})$ est connu à l'instant k et les trois densités d'énergies $n_e \varepsilon_{ei-1}^{k+1}$, $n_e \varepsilon_{ei}^{k+1}$ et $n_e \varepsilon_{ei+1}^{k+1}$ sont inconnus à l'instant $k+1$. Pour obtenir l'équation de transport d'électron ou d'ion on remplace Θ par n , Γ par 1 et \mathfrak{g} par S dans l'expression (Eq.II-42).

$$\begin{aligned}
 & n_{i-1}^{k+1} \left[-\frac{D_{i-1} \exp(T_2)}{\Delta x^2} \frac{T_2}{\exp(T_2) - 1} \right] + \\
 & n_i^{k+1} \left[\frac{1}{\Delta t} + \frac{D_i \exp(T_1)}{\Delta x^2} \frac{T_1}{\exp(T_1) - 1} + \frac{D_i}{\Delta x^2} \frac{T_2}{\exp(T_2) - 1} \right] + \quad (\text{Eq.II-44}) \\
 & n_{i+1}^{k+1} \left[-\frac{D_{i+1}}{\Delta x^2} \frac{T_1}{\exp(T_1) - 1} \right] = S_i^k + \frac{n_i^k}{\Delta t}
 \end{aligned}$$

De même l'équation (Eq.II-44) montre que le terme de gauche $S_i^k + \frac{n_i^k}{\Delta t}$ est connu à l'instant k et les trois densités n_{i-1}^{k+1} , n_i^{k+1} et n_{i+1}^{k+1} sont inconnues à l'instant k+1.

II-6-2 Discrétisation de l'équation de Poisson

L'équation de poisson dans le modèle 1D est de la forme suivante:

$$\Delta v(x_i, t_{k+1}) = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_+(x_i, t_k) - n_e(x_i, t_k)) \quad (\text{Eq.II-45})$$

On définit la charge d'espace nette par: $\rho(x_i, t_k) = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_+(x_i, t_k) - n_e(x_i, t_k))$

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

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

L'équation (Eq.II-45) devient:

$$V_{i-1}^{k+1} - 2V_i^{k+1} + V_{i+1}^{k+1} = \Delta x^2 \rho_i^k \quad (\text{Eq.II-46})$$

L'équation (Eq.II-46) 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.

II-6-3 La méthode de résolution dans le code 1D

Les équations utilisés dans le code 1D sont les équations discrétisé précédemment il s'agit de l'équation de transport des électrons, des ions, l'équation de l'énergie des électrons et l'équation de poisson.

Le nombre des équations dans le code 1D est de quatre (Eq.II-44 pour les électrons et les ions, Eq.II-43 et Eq.II-46). Chaque équation est de la forme suivante:

$$a_i G_{i-1}^{k+1} + b_i G_i^{k+1} + c_i G_{i+1}^{k+1} = d_i. \quad (\text{Eq.II-47})$$

L'équation (Eq.II-47) est donc un système linéaire à matrice tridiagonale. Parmi les méthodes de résolution nous avons choisi une méthode rapide et sophistiquée, c'est l'algorithme de Thomas. La maille élémentaire du système d'équations (Eq.II-47) est donnée par la figure (II-5)

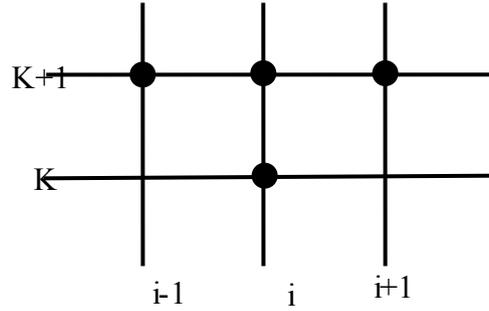


Figure II-5: Maille élémentaire du système (Eq.II-47)

Lorsque i varie de 2 à $nx-1$, on obtient une matrice tridiagonale qui est de la forme classique suivante:

$$\begin{cases} b_1 G_2 + c_1 G_3 = d_1 \\ a_i G_{i-1} + b_i G_i + c_i G_{i+1} = d_i \\ a_{nx-1} G_{nx-2} + b_{nx-1} G_{nx-1} = d_{nx-1} \end{cases} \quad (\text{Eq.II-48})$$

Avec $i=2,3,\dots,nx-1$

Les valeurs G_1 et G_{nx} sont connues grâce aux conditions aux limites. Les valeurs d_1 , d_i et d_{nx-1} sont également connues. Le but maintenant est de déterminer les valeurs des grandeurs G_i pour $i=2,3,\dots,nx-1$. Parmi les méthodes de résolution des matrices tridiagonales, les méthodes directes à double balayage sont les plus efficaces. Pour ce faire on utilisera l'algorithme de Thomas [53].

On définit les termes α_i et β_i tels que:

$$\begin{cases} \alpha_i = -\frac{c_i}{a_i \cdot \alpha_{i-1} + b_i} \\ \beta_i = \frac{d_i - a_i \beta_{i-1}}{a_i \cdot \alpha_{i-1} + b_i} \end{cases} \quad \text{Avec} \quad \begin{cases} \alpha_1 = -\frac{c_1}{b_1} \\ \beta_1 = \frac{d_1}{b_1} \end{cases} \quad (\text{Eq.II-49})$$

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

$$G_{nx-1} = \beta_{nx-1} \quad \text{et} \quad G_i = \beta_i + \alpha_i G_{i+1} \quad (\text{Eq.II-50})$$

L'équation (Eq.II-49) nous permet de calculer aisément de proche en proche les couples (β_i, α_i) en faisant un premier balayage pour l'indice i variant de 2, à $nx-1$. Puis on effectue, un second balayage qui va nous permettre de déterminer les inconnues G_i à partir de l'équation (Eq.II-50) en commençant par G_{nx-1} et en progressant par valeurs décroissantes de l'indice i jusqu'à G_2 . On obtient les valeurs de la grandeur G en tout point du domaine de définition.

II-7 DONNÉES DE BASE DANS L'ARGON

Dans ce paragraphe nous allons montrer les paramètres de transport [54] dans l'argon qui sont utilisés dans la simulation de la décharge radiofréquence ainsi que la géométrie du réacteur de plasma. Pour ce faire nous avons regroupé dans le tableau II-1.

Symbole	Définition	Valeur
D	Distance inter-électrodes	2 (cm)
T _{gas}	Température du gaz	293 (K)
P	Pression du gaz	1 (Torr)
V _{RF}	L'amplitude de la tension	40 (Volt)
F	Fréquence	13.56 (MHz)
μ_e	Mobilité électronique	3×10^5 (cm ² v ⁻¹ s ⁻¹)
D _e	Coefficient de diffusion électronique	12×10^5 (cm ² s ⁻¹)
μ_+	Mobilité ionique	1.4×10^3 (cm ² v ⁻¹ s ⁻¹)
D ₊	Coefficient de diffusion ionique	40 (cm ² s ⁻¹)
H _i	Coefficient d'énergie perdu par ionisation	15.578 (eV)

Tableau II-1: Les paramètres de transport dans l'argon utilisés dans le code 1D de la décharge radiofréquence

II-8 LES CONDITIONS INITIALES

Pour des conditions de tension RF élevées et de pression basse, une densité électronique suffisamment haute doit être utilisée dans le jeu de conditions initial pour assurer l'allumage de la décharge. La densité électronique agit comme un paramètre très sensible qui assure le développement rapide d'une solution physique.

En fait, un petit nombre d'électrons peut être rapidement éliminé du volume de décharge en raison d'une combinaison de plusieurs facteurs :

champs électriques élevés, haute mobilité électronique et les flux aux frontières assez élevés. Dans ces cas, l'initiation de la décharge peut être réalisée si la densité électronique initiale est suffisamment élevée (environ 10^6 - 10^7 cm⁻³).

II-9 LES CONDITIONS AUX LIMITES

Le modèle de décharge présenté dans ce chapitre est associé à un ensemble de conditions aux limites qui dépendent des frontières considérées et des phénomènes qu'elles représentent. Elles ne sont pas toujours évidentes en raison de la complexité des phénomènes physique aux extrémités du plasma. Néanmoins les conditions les plus utilisées dans la littérature portent sur le flux des espèces ou sur la valeur de la densité sur les électrodes pour les conditions de types de Dirichlet, ou encore la valeur du gradient de la densité des espèces chargées, pour les conditions de type Neumann. Pour notre modèle c'est ce qui a été pris en compte :

➤ Pour l'équation de Poisson dans le cas d'une paroi métallique :

✓ V (électrodes à la masse) = 0

✓ V (électrodes alimentées) = $V(t)$, $V(t) = V_{RF}\sin(2\pi ft)$

➤ Pour le flux d'électrons sur les parois :

✓ $\Gamma_e = \frac{1}{4} n_e V_{e,th}$

$V_{e,th}$ est la vitesse moyenne thermique des électrons, elle s'exprime comme suit :

$$V_{e,th} = \sqrt{\frac{8K_B T_e}{\pi m_e}}$$

➤ Pour le flux d'ions sur les parois :

$$\frac{\partial n_i}{\partial x} = 0$$

II-10 CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons présenté les modèles fluides utilisés dans notre code numérique pour la modélisation en 1D d'une décharge radiofréquence dans l'argon. Ces modèles sont basés sur la résolution des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann couplés de façon auto-cohérente à l'équation de Poisson.

Nous avons aussi introduit dans ce chapitre les modèles physiques qui décrivent la décharge radiofréquence. Il s'agit des modèles fluide, particulaire et hybride.

Dans ce chapitre, nous avons présenté les outils numériques nécessaires à la simulation de ce type de décharge électrique. Dans le modèle 1D, les équations de transport et de l'énergie sont discrétisés par la méthode de différences finies à flux exponentiel. La résolution de ces équations est effectuée par la technique de Thomas.

Ensuite nous avons présenté les paramètres de transport et les coefficients du processus du gaz. A savoir, la mobilité et le coefficient de diffusion électroniques et ioniques aussi bien que le processus d'ionisation. Nous avons également montré les conditions initiales et aux limites utilisées dans la simulation de la décharge radiofréquence.

Dans le chapitre suivant, nous allons présenter les résultats de la simulation d'un décharge radiofréquence dans l'argon.

CHAPITRE III

CARACTERISTIQUES ELECTRIQUE ET THERMIQUE DE LA DECHARGE RADIOFREQUENCE DANS L'ARGON

III-1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons étudier les caractéristique électrique et thermique de la décharge radiofréquence dans l'argon. Pour mieux faire nous allons tout d'abord rappeler, les équations mathématiques qui décrivant le comportement physique da la décharge. Ce modèle est basé sur les trois moment de l'équation de Boltzmann (l'équation de continuité, l'équation de transfert de la quantité de mouvement et l'équation de l'énergie) qui sont couplés d'une façon auto-cohérente avec l'équation de Poisson. Les paramètres de transport sont constantes et indépendant de l'énergie et/ou du champ électrique.

Ensuite, les résultats sont exprimés en termes de variation dans l'espace inter-électrodes, des densités de particules chargées, du potentiel et du champ électriques aussi bien que les densités de courant et la température électronique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour les différentes phases de la décharge.

Enfin de ce chapitre , nous allons exploiter ce modèle pour étudier entres autre, les effets de la fréquence d'excitation et de la tension RF sur le comportement électrique et thermique de la décharge.

III-2 MODÈLE MATHÉMATIQUE D'UNE DECHARGE RADIOFREQUENCE

Dans cette section, nous allons illustrer le modèle mathématique de la décharge radiofréquence. Ce modèle est basé sur les trois moment de l'équation de Boltzmann, qui sont couplées d'une façon auto-cohérente avec l'équation de Poissons.

Par conséquent, le modèle fluide en 1D pour l'argon est de la forme suivante :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_e}{\partial x} = S_e, \quad (\text{Eq.III-1})$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_+}{\partial x} = S_+, \quad (\text{Eq.III-2})$$

$$\frac{\partial \varepsilon_e n_e}{\partial t} + \frac{5}{3} \frac{\partial \Gamma_{e\varepsilon}}{\partial x} = S_{e\varepsilon} \quad (\text{Eq.III-3})$$

$$S_e = S_+ = n_e N k_i \quad (\text{Eq.III-4})$$

Avec

$$k_i = \begin{cases} 8.7 \times 10^{-9} (T_e - 5.3) \exp\left(-\frac{4.9}{\sqrt{T_e - 5.3}}\right) & \text{Si } T_e > 5.3 \\ 0 & \text{Si } T_e \leq 5.3 \end{cases} \quad (\text{Eq.III-5})$$

$$S_{e\varepsilon} = -e_0 \Gamma_e E - S_{e\varepsilon} H_i, \quad (\text{Eq.III-6})$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -\frac{e_0}{\varepsilon_0} (n_+ - n_e), \quad (\text{Eq.III-7})$$

Les équations des moments de transfert des électrons, les ions et l'énergie électronique [30, 52] sont données:

$$\Gamma_e = -n_e \mu_e E - \frac{\partial D_e n_e}{\partial x}, \quad (\text{Eq.III-8})$$

$$\Gamma_+ = n_+ \mu_+ E - \frac{\partial D_+ n_+}{\partial x}, \quad (\text{Eq.III-9})$$

$$\Gamma_{ee} = -n_e \epsilon_e \mu_e E - \frac{\partial D_e n_e \epsilon_e}{\partial x}, \quad (\text{Eq.III-10})$$

Dans ce qui suit, nous allons présenter les distributions spatiale d'une décharge radiofréquence. La tension à l'électrode alimentée est fixé à $V(t) = V_{RF} \sin(2\pi ft)$ ($x = 0$) et l'électrode de masse à 0 Volt ($x = 2$ cm). La température aux l'électrodes sont fixés à 0.2 eV. Le coefficient d'émission secondaire est ni pas pris en compte. La pression du gaz est de 1 Torr. La fréquence d'excitation est de 13.56 MHz. La tension RF est de 40 Volt.

III-3 CARACTERISTIQUES ELECTRIQUE ET THERMIQUE DE LA DECHARGE RADIOFREQUENCE DANS LARGON

Dans cette section, nous allons montrer les caractéristiques électrique et thermique de la décharge radiofréquence dans l'argon.

III-3-1 Distributions spatiales de la densité électronique et ionique

Les profils de la densité électronique et ionique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour les différentes phases de la décharge sont représentés en fonction de la distance inter-électrodes sur les figures III-1 et III-2.

Il apparaît que la densité électronique augmente au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'électrode alimentée ($x = 0$ cm), pour chuter ensuite au bord de l'électrode à la masse ($x = 2$ cm). Cette densité, surtout au voisinage des électrodes, oscille autour d'une valeur moyenne. Il en est de même pour la densité ionique, sauf que la concentration ionique est relativement indépendante de la phase du signal électrique appliqué.

Cependant, dans le volume plasma, où la quasi-neutralité est maintenue, la densité ionique est presque égale à la densité électronique et reste à peu près constante (environ $0.96 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-3}$). En revanche, la densité d'électrons est nettement inférieure à la densité d'ions positifs dans les régions de gaines, où une zone de charge d'espace positive est formée. Ceci est clairement apparu sur les profils de la densité ionique.

III-3-2 Distributions spatiales du potentiel et du champ électriques

Les profils du potentiel et du champ électriques à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour les différentes phases de la décharge sont représentés en fonction de la distance inter-électrodes sur les figures III-3 et III-4.

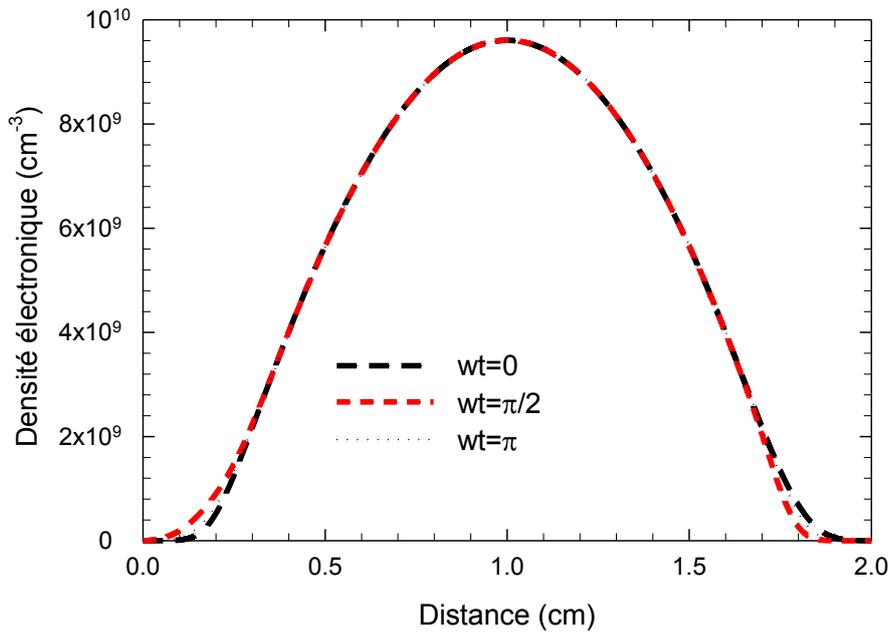


Figure III-1: Distributions spatiales de la densité électronique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour les différentes phases de la décharge

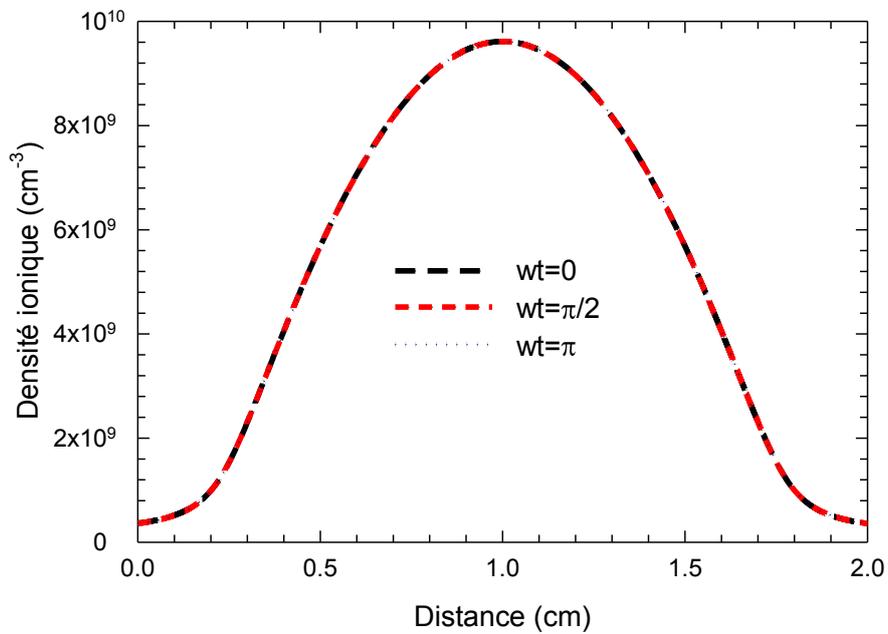


Figure III-2: Distributions spatiales de la densité ionique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour les différentes phases de la décharge

On remarque que le potentiel électrique présente une chute importante dans les gaines. Dans le centre de la décharge (la colonne positive), le potentiel est toujours constant et supérieur à ceux des électrodes ce qui forme une barrière efficace pour maintenir la quasi neutralité du plasma. On note que pour la phase ($\omega t = \pi/2$), le potentiel électrique est au maximum au niveau de l'électrode alimenté.

Le champ électrique est une conséquence directe du potentiel électrique. Il décroît à partir de l'électrode alimentée jusqu'à s'annuler au voisinage de la gaine, et reste quasiment nul au cœur de la décharge puis augmente une deuxième fois au niveau de l'électrode à la masse (voir figure III-4). Le fait que le champ électrique présente un gradient important près des électrodes est justifié par la nature des gaines qui sont des régions de charges d'espace.

On distingue deux parties pour chaque électrode. Une partie anodique, quand l'électrode est au potentiel positif, dans laquelle les ions sont repoussés et les électrons sont attirés. L'autre partie est cathodique lorsque l'électrode joue le rôle d'une cathode. Dans cette partie les électrons sont repoussés alors que les ions sont attirés. Le champ électrique suit l'oscillation de l'excitation RF appliquée.

Il présente un mouvement périodique. La gaine est en contraction pendant la phase anodique de l'électrode et elle est en expansion pendant la phase cathodique. Le mouvement oscillatoire du champ électrique est un mécanisme très intéressant du dépôt d'énergie dans le plasma.

Du fait de la rapidité des électrons, ceux-ci sont en partie piégés dans le plasma et présentent un mouvement oscillatoire. Dans les gaines, le champ électrique est très intense et donc la vitesse des électrons est grande et on assiste à une ionisation et excitation dans cette zone.

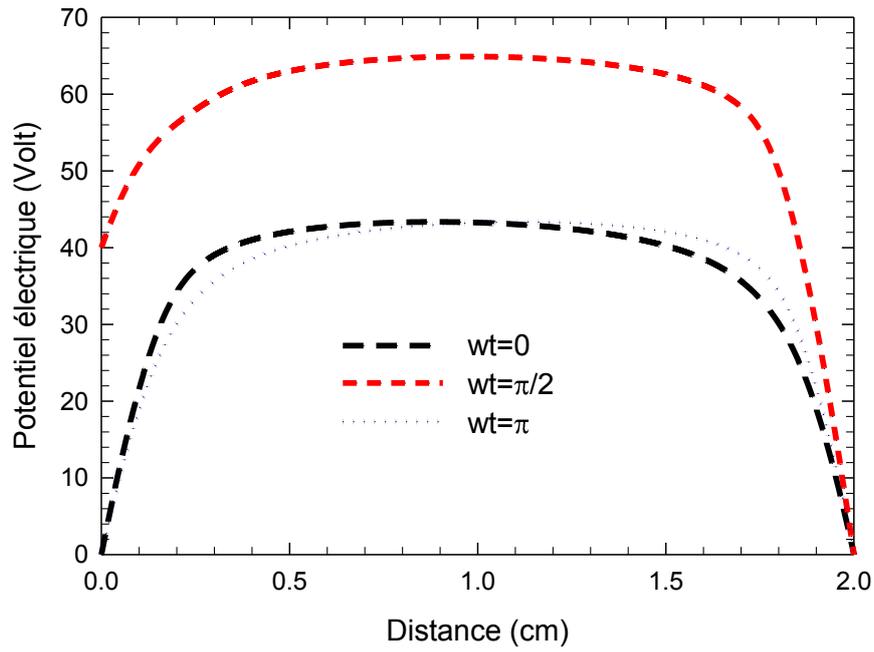


Figure III-3: Distributions spatiales du potentiel électrique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour les différentes phases de la décharge

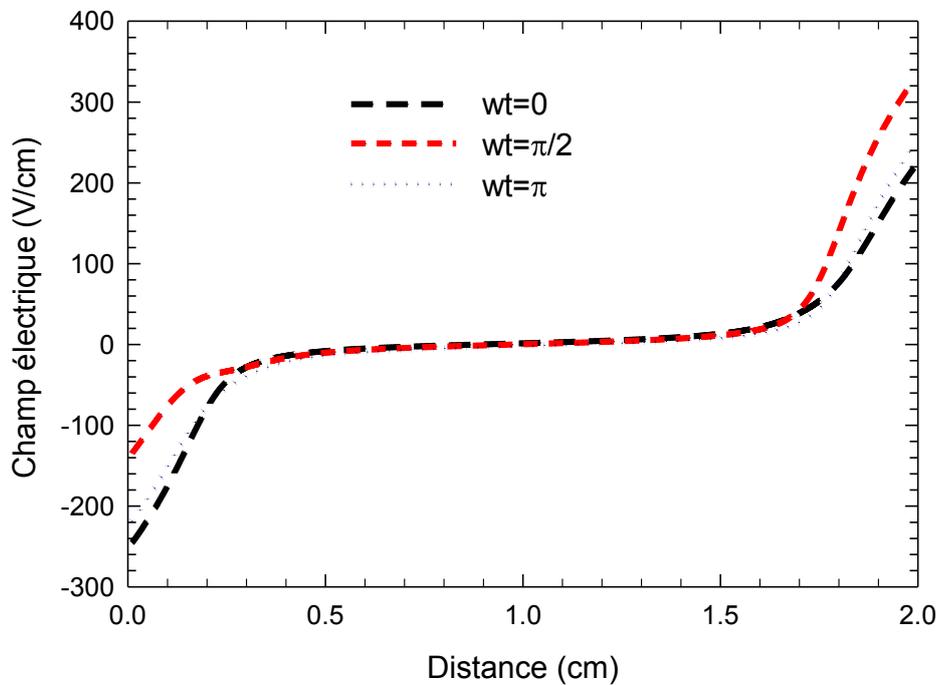


Figure III-4: Distributions spatiales du champ électrique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour les différentes phases de la décharge

III-3-3 Distribution spatiale de la température électronique

Le profil de la température électronique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour les différentes phases de la décharge sont représentés en fonction de la distance inter-électrodes sur la figure III-5.

On remarque que la température électronique est importantes dans les gaines à cause du champ électrique qui est intense dans ces deux régions, du fait que les électrons se propagent plus rapidement en présence d'un champ électrique. Ces derniers gagnent une énergies importantes.

On note que la température électronique reste constante dans la région du plasma due au champ électrique qui est nul.

III-3-4 Distributions spatiales des densités de courant

Les profils des densités de courant électronique, ionique et de déplacement aussi bien que la densité de courant totale à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour les différentes phases de la décharge sont représentés en fonction de la distance inter-électrodes sur les figures III-6 III-7 , III-8 et III-9.

On remarque que la densité de courant électronique est importantes dans les gaines à cause de la présence d'un champ électrique importante. Dans la région du plasma la densité de courant électronique est quasi constante (voir figure III-6).

Le profil de la densité de courant ionique (voir figure III-7) présente une certaine symétrie dans l'ordre de grandeur est un mouvement oscillatoire dans les gaines. Ce comportement du courant ionique est dû à leur forte inertie et sa faible mobilité.

On remarque que la distribution spatial de la densité de courant de déplacement (voir figure III-8) représente un équilibrage de compensation de la densité de courant électronique dans les gaines. Autrement dit, sert à équilibré le courant total (voir figure III-9) dans le réacteur du plasma. On note que la densité de courant totale prend les valeurs de 0.7185 , 0.1461 et -0.7185 (mA/cm²) pour les phases (wt) égale à 0 , $\pi/2$ et π . On trouve bien que les valeurs de la densité de courant totale sont égaux et de signe différente pour les phase 0 et π .

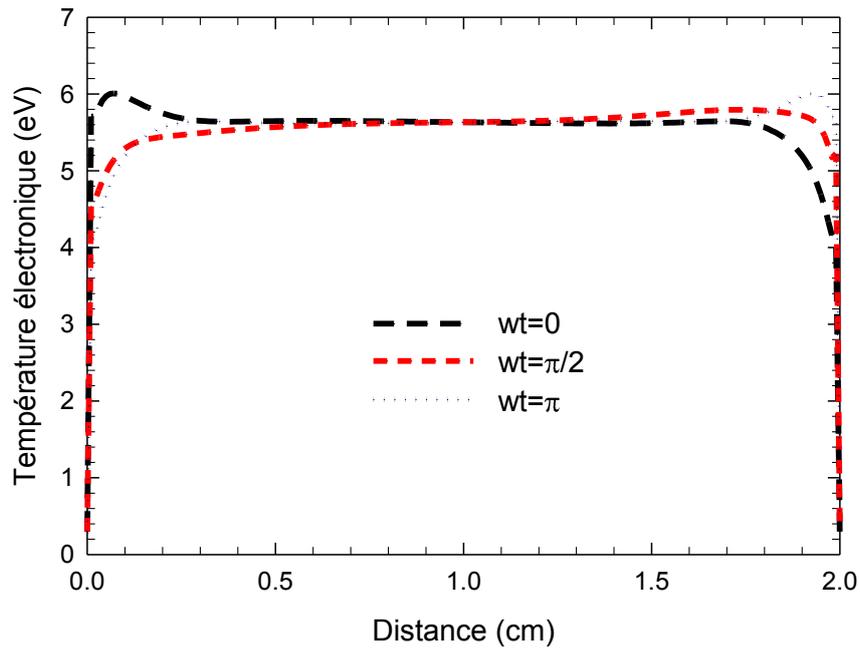


Figure III-5: Distributions spatiales de la température électronique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour les différentes phases de la décharge

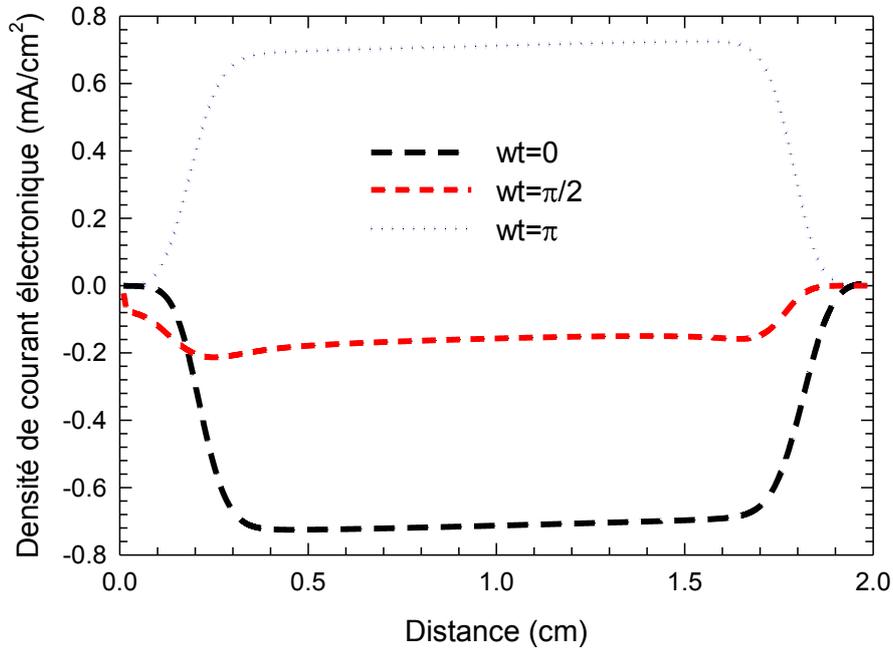


Figure III-6: Distributions spatiales de la densité de courant électronique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour les différentes phases de la décharge

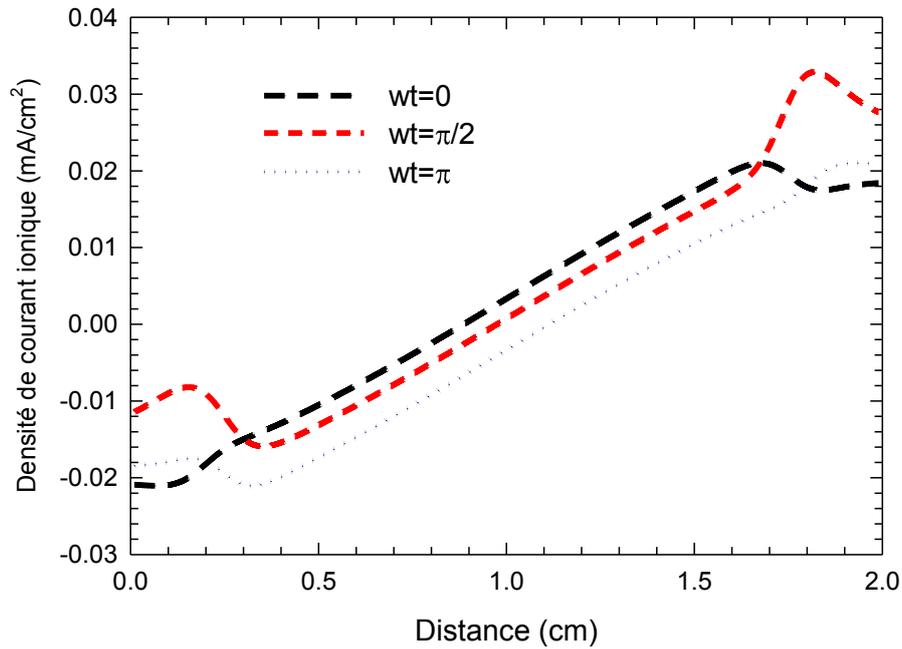


Figure III-7: Distributions spatiales de la densité de courant ionique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour les différentes phases de la décharge

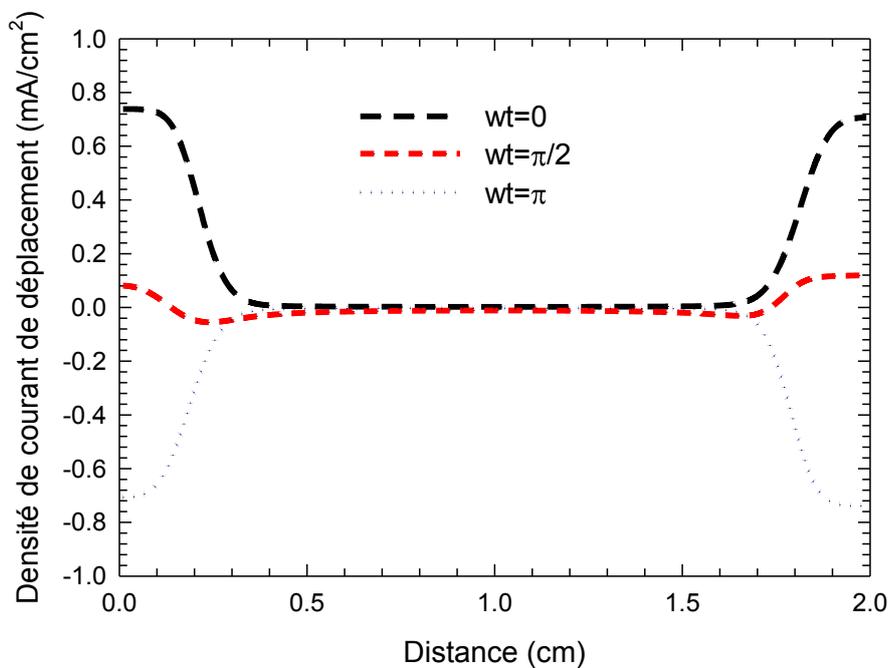


Figure III-8: Distributions spatiales de la densité de courant de déplacement à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour les différentes phases de la décharge

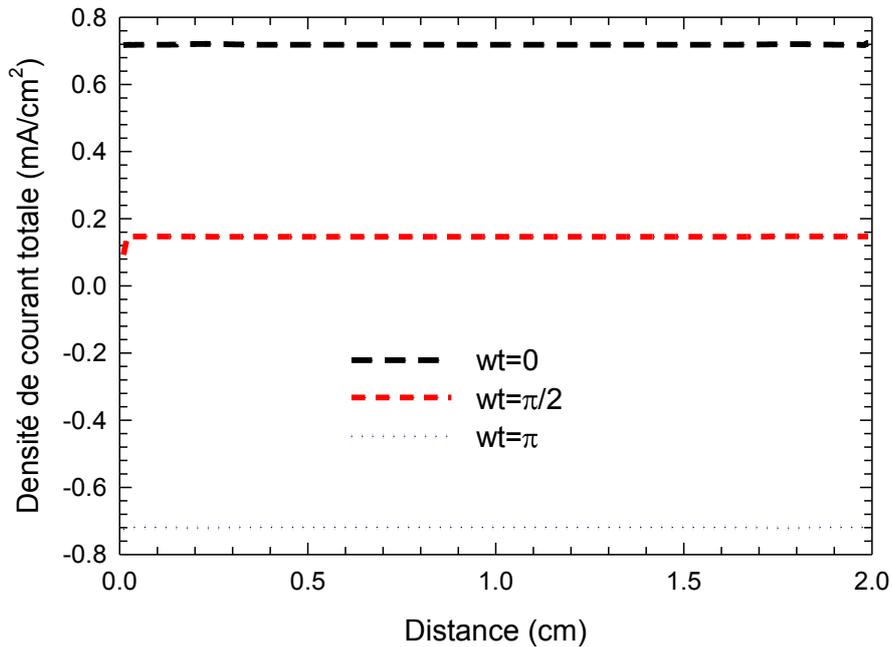


Figure III-9: *Distributions spatiales de la densité de courant totale à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour les différentes phases de la décharge*

III-4 TEST DE VALIDITÉ

Dans le cadre de ce travail le code numérique en 1D de la décharge radiofréquence est basé sur les trois moments de l'équation de Boltzmann (l'équation de continuité, l'équation de transfert de la quantité de mouvement et l'équation de l'énergie). A fin de valider nos résultat, nous avons travailler dans les mêmes conditions de simulation de Lin et Adomaitis [54].

Nous avons trouvé que nos résultats sont dans le correct range à ceux obtenue par Lin et Adomaitis.

Les majeures différences entre notre modèle et le modèle de Lin et Adomaitis sont regroupées dans le tableau III-1.

En résumé notre code numérique est très efficace et valable dans ces conditions de simulation de la décharge.

Notre résultats	Les résultats de Lin et Adomaitis [54]
Le pas d'intégration dans l'espace est constant	Le pas d'intégration dans l'espace est variable
Le schéma numérique est de Scharfetter-Gummel	Le schéma numérique est basé par la méthode de pseudo spectral
Le nombre de point dans l'espace est 200	Le nombre de point dans l'espace est 100
Le modèle est le fluide d'ordre deux sans réduction	Le modèle est le fluide d'ordre et en réduction
L'électrode alimentée est placée dans la gauche	L'électrode alimentée est placée dans la droite

Tableau III-1 : *Les majeurs différences entre notre résultats et celles de Lin et Adomaitis*

III-5 ETUDE PARAMETRIQUES

Dans cette section, nous allons effectuer une étude paramétriques de la décharge radiofréquence dans l'argon. Les paramètres de transport sont constantes et sont strictement indépendants du champ électrique et/ou de l'énergie électronique. Donc, nous allons faire varier les grandeurs suivantes : la tension RF et la fréquence d'excitation.

III-5-1 Effet de la tension appliquée

Dans cette sub-section, nous allons étudier l'influence de la tension appliquée au réacteur à plasma sur les distributions spatiales de la décharge radiofréquence dans l'argon. Pour se faire la gamme de la tension RF est 40, 80 et 120 volts. La pression du gaz est de 1 Torr. La fréquence d'excitation f_{RF} est de 13.56 MHz et la distance inter-électrodes est toujours fixée à 2cm.

III-5-1-1 Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales du potentiel et du champ électriques

Le comportement physique du potentiel et du champ électrique en fonction de la tension appliquée est représenté à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = 0$) sur les figures III-10 et III-11.

Nous observons une chute de potentiel importante sur le profil du potentiel électrique dans les gaines à cause de la présence d'une charge d'espace nette qui est très importante, ce qui induit un champ électrique intense dans cette région.

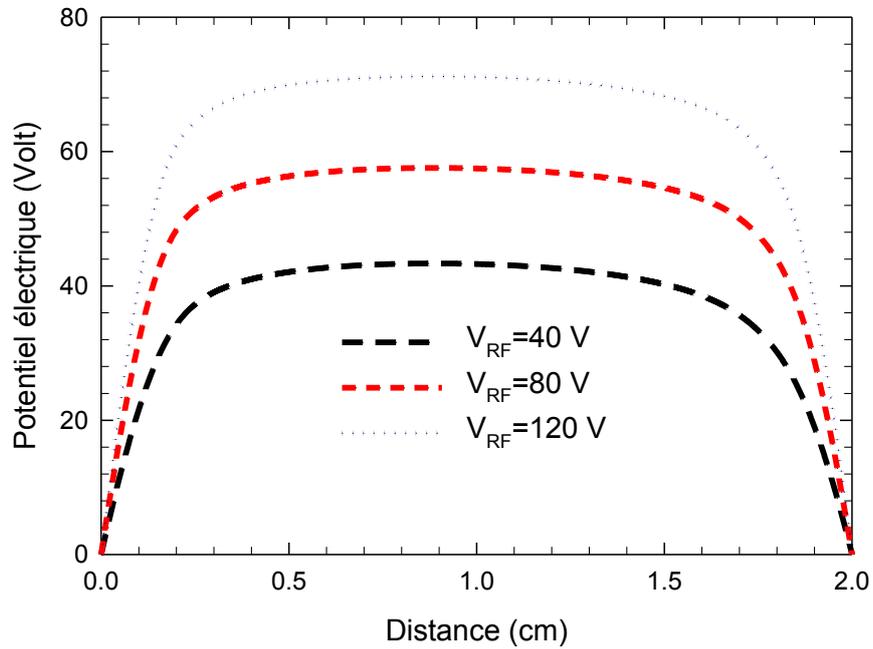


Figure III-10: Effet de la tension sur la distribution spatiale du potentiel électrique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = 0$)

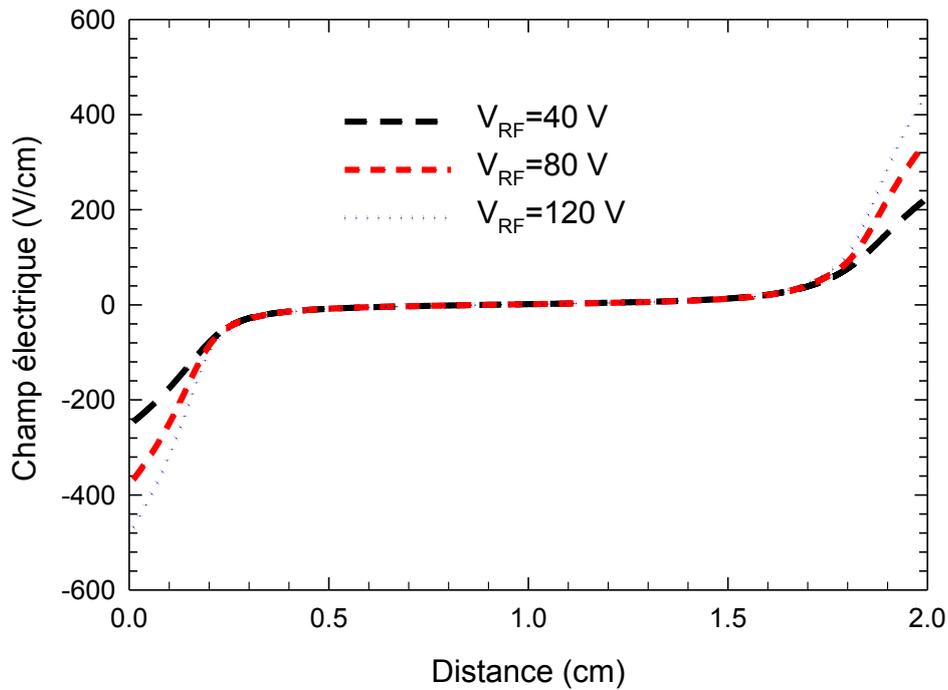


Figure III-11: Effet de la tension sur la distribution spatiale du champ électrique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = 0$)

L'effet de la tension appliquée sur le profil du potentiel électrique est très perceptible. On constate l'élargissement de la région du plasma avec l'augmentation de la tension appliquée. Ce qui amène à rétrécissement des gaines. Ce phénomène-là est due essentiellement à l'accroissement de la charge d'espace nette.

Le champ électrique accélère les électrons du plasma, qui dissipent « localement » leur énergie par ionisation et excitation. On se retrouve dans le régime de colonne positive. Ce phénomène a la même importance que le « Wave-Riding » où la majeure partie de l'énergie est déposée grâce à l'oscillation des gaines de champ électrique.

Sur la figure III-11 on observe que le champ électrique croît avec l'augmentation de la tension appliquée dans les gaines à cause de l'augmentation de la charge d'espace.

Dans la région du plasma le champ électrique ne change pas avec la tension appliquée à cause de la charge d'espace qui reste toujours négligeable.

Le tableau III-1 regroupe l'effet de la tension appliquée sur les profils du potentiel et du champ électriques.

Tension appliquée (Volts)	V_{plasma} (Volts)	E à l'électrode de la masse (V/cm)	E à l'électrode alimenté (V/cm)
40	43.3547	218.7710	-245.7730
80	57.5759	335.7960	-367.6130
120	71.2041	434.0930	-467.6960

Tableau III-1 : *Caractéristiques de la décharge radiofréquence pour différentes tension appliquée, V_{plasma} est la tension dans la région du plasma*

III-5-1-2 Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique

Le comportement physique des densités électronique et ionique en fonction de la tension appliquée est illustré à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = 0$) sur les figures III-12 et III-13.

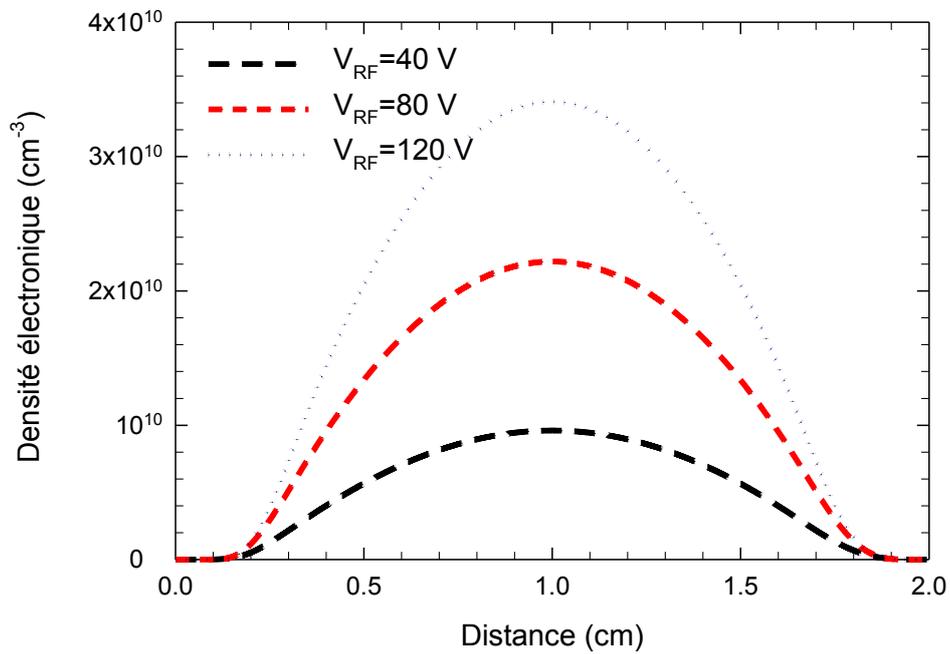


Figure III-12: Effet de la tension sur la distribution spatiale de la densité électronique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = 0$)

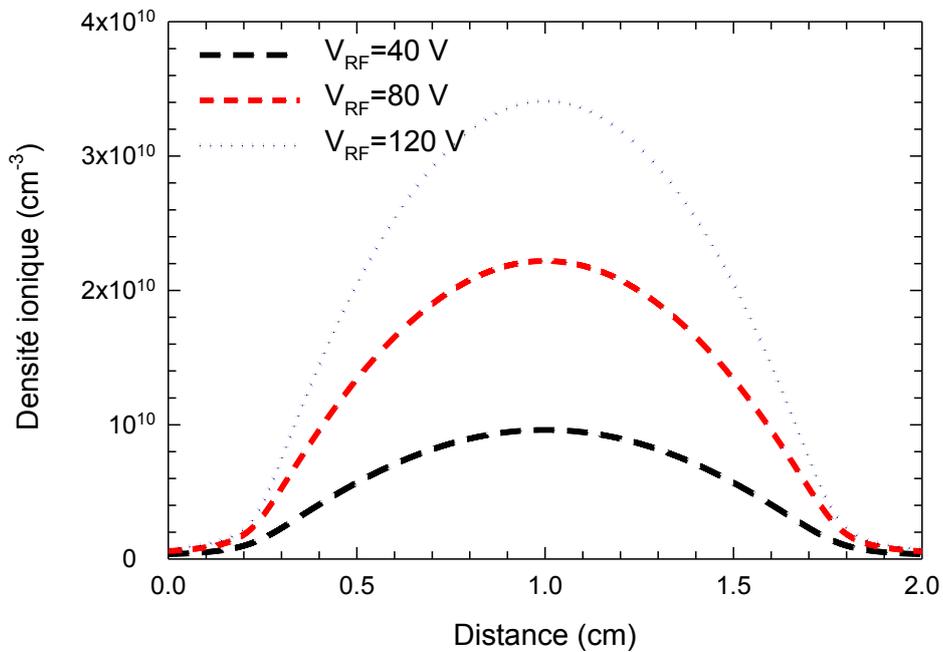


Figure III-13: Effet de la tension sur la distribution spatiale de la densité ionique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = 0$)

On constate que la densité ionique est très importante par rapport à la densité électronique dans les gaines, ce qui entraîne une charge d'espace importante qui est due à la vitesse de propagation des électrons qui se déplacent rapidement vers l'électrode par rapport à la vitesse de propagation des ions qui se déplacent lentement vers l'électrode. On note que le maximum de la densité ionique est localisé dans la région du plasma.

Dans la région du plasma on remarque que les densités électronique et ionique sont identiques, ce qui induit une charge d'espace nulle, autrement dit c'est la région d'accumulation des espèces chargées. On peut noter aussi que le maximum de la densité électronique est localisé dans la région du plasma.

On observe que la densité électronique ne change pas avec la tension appliquée dans les gaines, tandis que la densité ionique augmente avec l'augmentation de la tension appliquée.

Dans la région du plasma les densités électronique et ionique croissent avec l'augmentation de la tension appliquée à cause de l'augmentation du processus d'ionisation. Cette augmentation va entraîner à chaque fois l'augmentation de la charge d'espace nette.

Par conséquent la largeur de la région du plasma s'élargit et la largeur des gaines rétrécit en fonction de la tension appliquée.

On note que le maximum de la densité particule chargée est de 0.96×10^{10} , 2.22×10^{10} et 3.41×10^{10} correspondants respectivement aux tensions RF de 40, 80 et 120 V.

III-5-1-3 Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales de la température électronique et la densité de courant totale

Le comportement physique de la température électronique et la densité de courant totale en fonction de la tension appliquée est illustré à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = 0$) sur les figures III-14 et III-15.

On remarque que la température électronique augmente avec l'augmentation de la tension RF dans les gaines à cause de l'augmentation de l'effet de l'échauffement qui est généré essentiellement par le champ électrique avec le flux électronique.

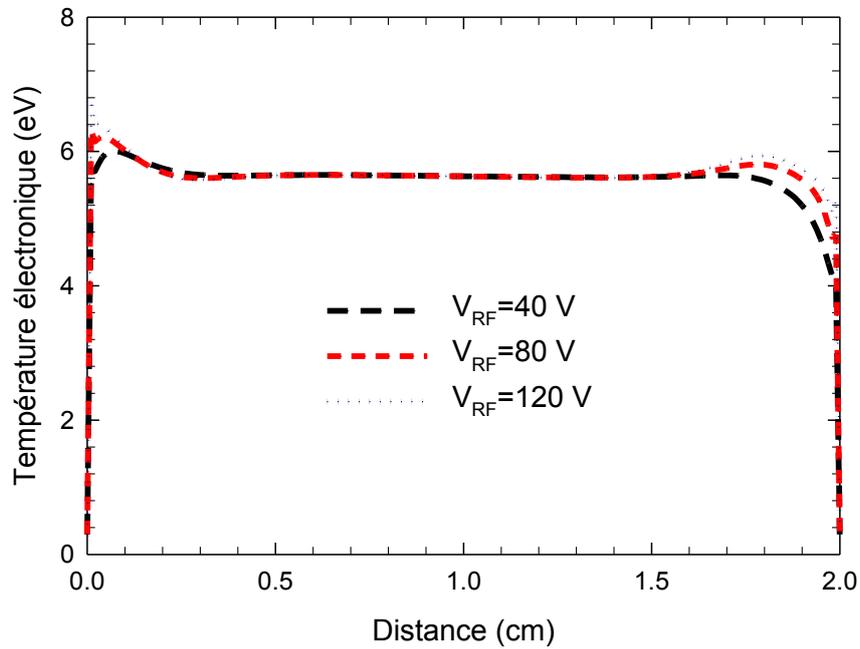


Figure III-14: Effet de la tension sur la distribution spatiale de la température électronique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = 0$)

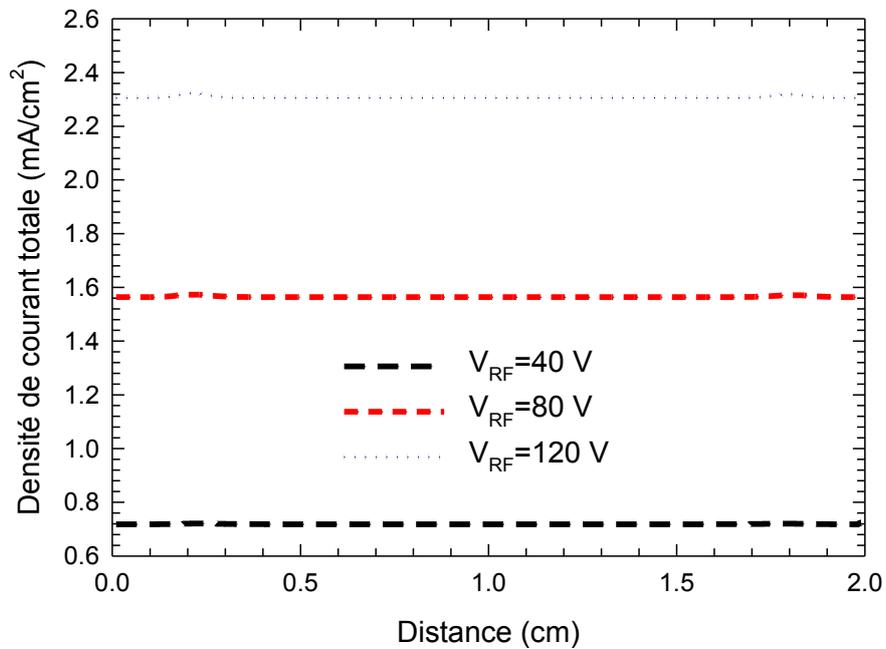


Figure III-15: Effet de la tension sur la distribution spatiale de la densité de courant totale à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = 0$)

Dans la région du plasma la température électronique est indépendant de la tension RF. Autrement dit, la température électronique ne varie pas avec l'augmentation de la tension RF dans la région du plasma. Ceci est expliqué par le fait que le processus de refroidissement est plus important par rapport au processus de l'échauffement.

On peut aussi remarquer que la largeur de la région du plasma dans le profil de la température électronique s'élargit avec l'augmentation de la tension appliquée, ce qui amène à la contraction des gaines.

On observe que la densité de courant totale augmente avec l'accroissement de la tension Rf (voir figure III-15). Cette augmentation est dans tout l'espace inter-électrodes. On peut expliquer cette augmentation par le fait de l'augmentation de la densité particule chargée et du champ électrique qui reine dans l'espace inter-électrodes.

Le tableau III-2 regroupe l'effet de la tension appliquée sur les profils de la température électronique et de la densité de courant totale. Ce tableau nous donne tout avec précision nos constatations citées précédemment.

Tension appliquée (Volts)	J (mA/cm ²)	T _e maximale (eV)	X _{Te}
40	0.7185	6.0076	0.0704
80	1.5639	6.2171	0.0402
120	2.3060	6.7680	0.0101

Tableau III-2 : *Caractéristiques de l'effet da la tension RF sur le profil de la température électronique et de la densité de courant totale, X_{Te} est l'abscisse de la valeur maximal de la température et J est la densité de courant dans le réacteur à plasma*

III-5-2 Effet de la fréquence d'excitation

Dans cette sub-section, nous allons étudier l'influence de la fréquence d'excitation au réacteur à plasma sur les distributions spatiales de la décharge radiofréquence dans l'argon. Pour se faire la gamme de la fréquence est 13.56, 30.24 et 54.12 MHz. La pression du gaz est de 1 Torr. La tension RF est de 40 volt et la distance inter-électrodes est de 2cm.

III-5-2-1 Influence de la fréquence d'excitation sur les distributions spatiales du potentiel et du champ électriques

Le comportement physique du potentiel et du champ électrique en fonction de la fréquence d'excitation est représenté à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = 0$) sur les figures III-16 et III-17.

L'effèt de la fréquence d'excitation sur le profil du potentiel électrique est moins important par rapport qu'ont trouvé précédemment par l'effèt de la tension RF (voir figure III-16). On peut remarquer une chute de potentiel dans les gaines à cause de la présence d'une charge d'espace nette qui est importante, ce qui induit un champ électrique intense dans cette région.

Le comportement physique du profil du potentiel électrique est très caractérisé par la décharge radiofréquence, c'est-à-dire l'existence de la région du plasma et les gaines. On constate l'élargissement de la région du plasma avec l'augmentation de la fréquence d'excitation. Ce qui amène à rétrécissement des gaines. Ce phénomène-là est due essentiellement à l'accroissement de la charge d'espace nette.

Sur la figure III-17 on observe que le champ électrique croît avec l'augmentation de la fréquence d'excitation dans les gaines à cause de l'augmentation de la charge d'espace.

Dans la région du plasma le champ électrique ne change pas avec la fréquence d'excitation à cause de la charge d'espace qui reste toujours négligeable.

Le tableau III-3 regroupe l'effèt de la fréquence d'excitation sur les profils du potentiel et du champ électriques.

Fréquence d'excitation (MHz)	V_{plasma} (Volts)	E à l'électrode de la masse (V/cm)	E à l'électrode alimenté (V/cm)
13.56	43.3547	218.7710	-245.7730
30.24	45.2701	321.6590	-366.5780
54.12	46.1381	411.2380	-477.6910

Tableau III-3 : *Caractéristiques de la décharge radiofréquence pour différentes fréquences d'excitations, V_{plasma} est la tension dans la région du plasma*

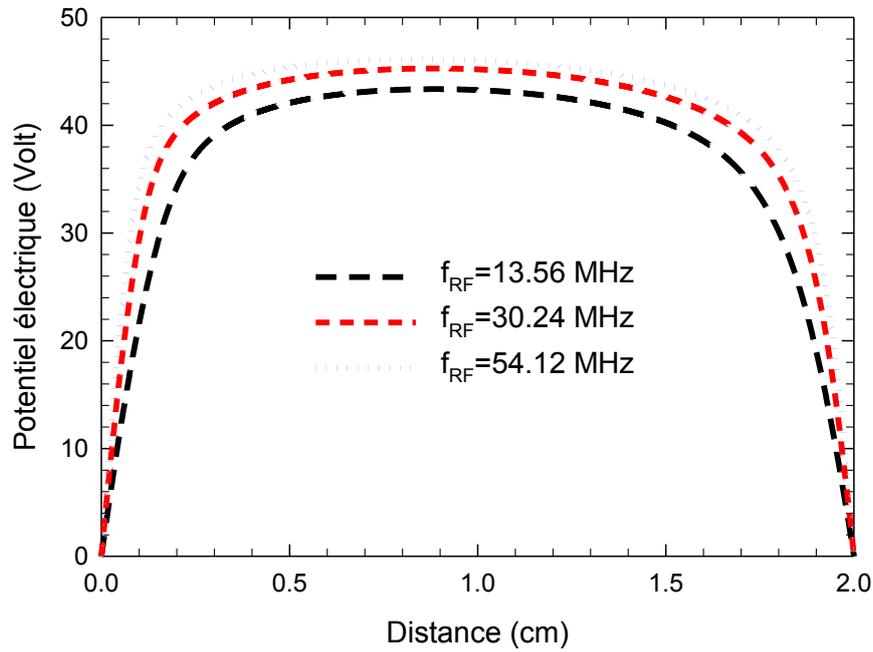


Figure III-16: Effet de la fréquence d'excitation sur la distribution spatiale du potentiel électrique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = 0$)

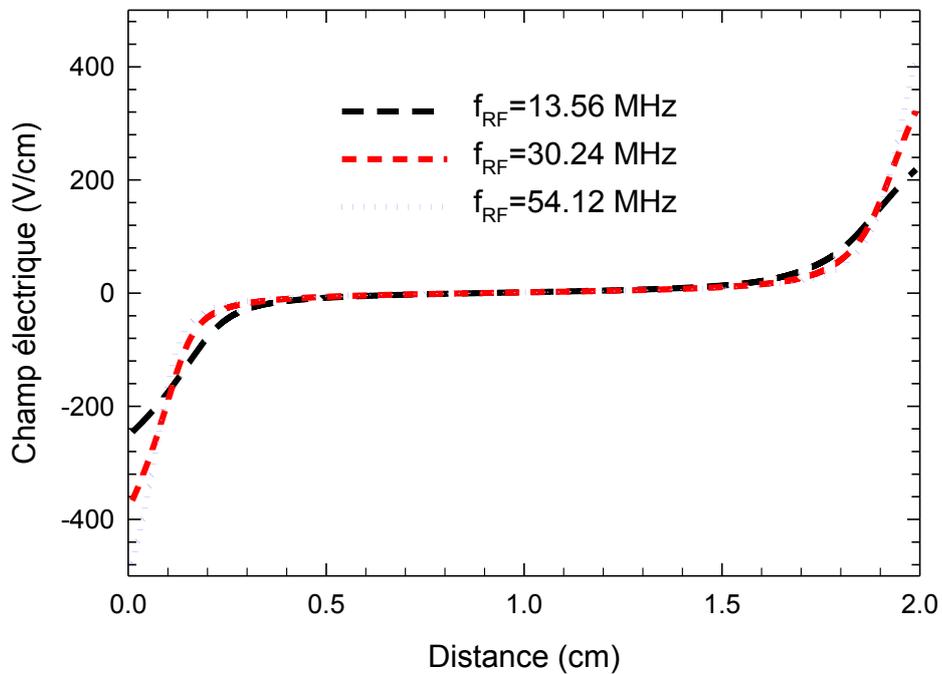


Figure III-17: Effet de la fréquence d'excitation sur la distribution spatiale du champ électrique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = 0$)

III-5-2-2 Influence de la fréquence d'excitation sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique

Le comportement physique des densités électronique et ionique en fonction de la fréquence d'excitation est illustré à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = 0$) sur les figures III-18 et III-19.

La fréquence d'excitation RF est un paramètre important concernant le mécanisme du dépôt d'énergie dans le plasma. En effet et tenant compte du phénomène de Wave Riding cité auparavant, les électrons oscillent dans l'interface plasma-gaine. Cette oscillation provoque l'ionisation et donc l'entretien du plasma à basse puissance (régime α).

En revanche, à forte puissance, l'émission secondaire de la décharge (régime γ) devient prépondérante. La transition entre ces deux régimes s'effectue en augmentant la puissance injectée dans le plasma. L'augmentation de la fréquence induit une augmentation de la densité plasma (figures III-18 et III-19), on constate alors le rôle très important de la fréquence dans l'ionisation (régime α).

On notera qu'on ne peut mener d'étude dans le régime γ avec le modèle actuel car il ne permet pas de tenir compte de l'émission secondaire d'où la limite 54.12 MHz de la fréquence d'excitation.

On peut constater (voir figures III-18 et III-19) que la densité ionique est très importante par rapport à la densité électronique dans les gaines, ce qui entraîne une charge d'espace importante qui est due à la vitesse de propagation des électrons qui se déplacent rapidement vers l'électrode par rapport à la vitesse de propagation des ions qui se déplacent lentement vers l'électrode. On note que le maximum de la densité ionique est localisé dans la région du plasma.

Dans la région du plasma on remarque que les densités électronique et ionique sont identiques, ce qui induit une charge d'espace nulle, autrement dit c'est la région d'accumulation des espèces chargées. On peut noter aussi que le maximum de la densité électronique est localisé dans la région du plasma.

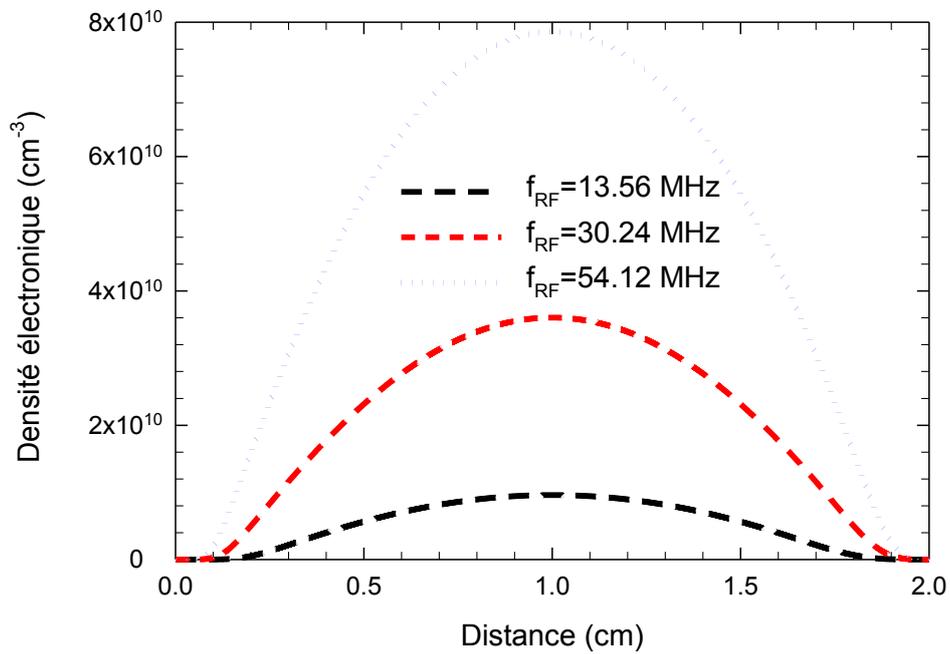


Figure III-18: Effet de la fréquence d'excitation sur la distribution spatiale de la densité électronique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = 0$)

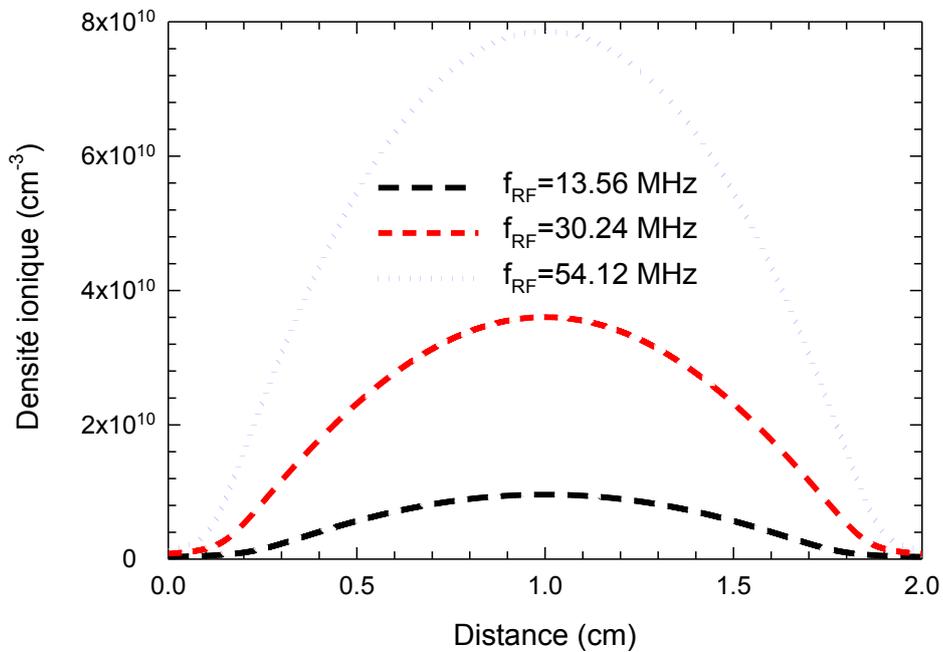


Figure III-19: Effet de la fréquence d'excitation sur la distribution spatiale de la densité ionique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = 0$)

On observe que la densité électronique ne change pas avec la tension appliquée dans les gaines, tandis que la densité ionique augmente avec l'augmentation de la tension appliquée.

Dans la région du plasma les densités électronique et ionique croissent avec l'augmentation de la fréquence d'excitation à cause de l'augmentation du processus d'ionisation. Cette augmentation va entraîner à chaque fois l'augmentation de la charge d'espace nette.

Par conséquent la largeur de la région du plasma s'élargit et la largeur des gaines rétrécit en fonction de la fréquence d'excitation.

On note que le maximum de la densité particule chargée est de 0.96×10^{10} , 3.60×10^{10} et 7.86×10^{10} correspondants respectivement aux fréquences d'excitations de 13.56, 30.24 et 54.12 MHz.

III-5-2-3 Influence de la fréquence d'excitation sur les distributions spatiales de la température électronique et de la densité de courant totale

Le comportement physique de la température électronique et la densité de courant totale en fonction de la fréquence d'excitation est illustré à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = 0$) sur les figures III-20 et III-21.

On peut remarquer que la température électronique est indépendante de la fréquence d'excitation dans la région du plasma. Autrement dit, la température électronique ne varie pas avec l'accroissement de la fréquence d'excitation dans la région du plasma. Ceci est expliqué par le fait que le processus de refroidissement est plus prépondérant par rapport au processus de l'échauffement.

Toujours sur la figure III-20, on observe que la température électronique augmente avec l'augmentation de la fréquence d'excitation dans les gaines à cause de l'augmentation de l'effet de l'échauffement qui est généré essentiellement par le champ électrique avec le flux électronique.

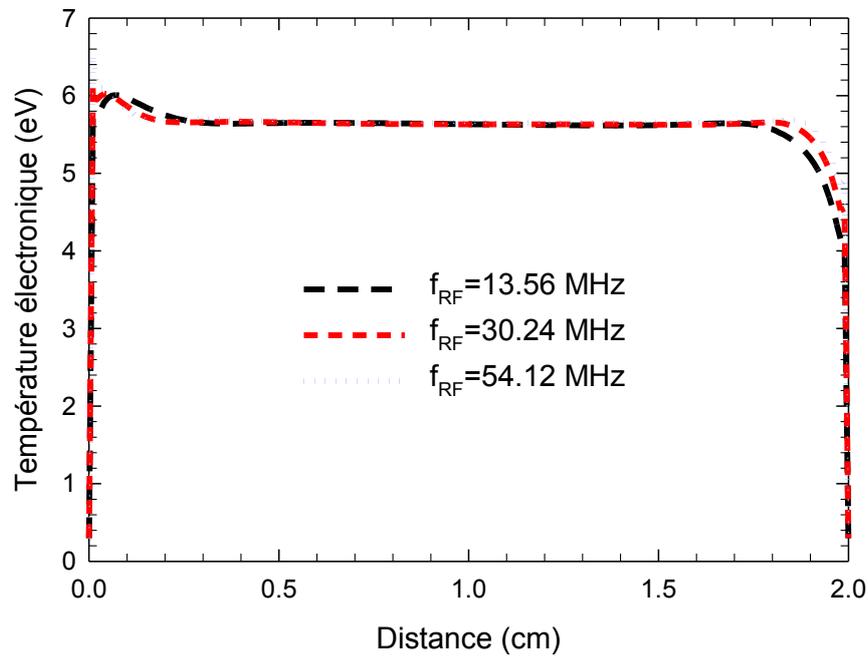


Figure III-20: Effet de la fréquence d'excitation sur la distribution spatiale de la température électronique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = 0$)

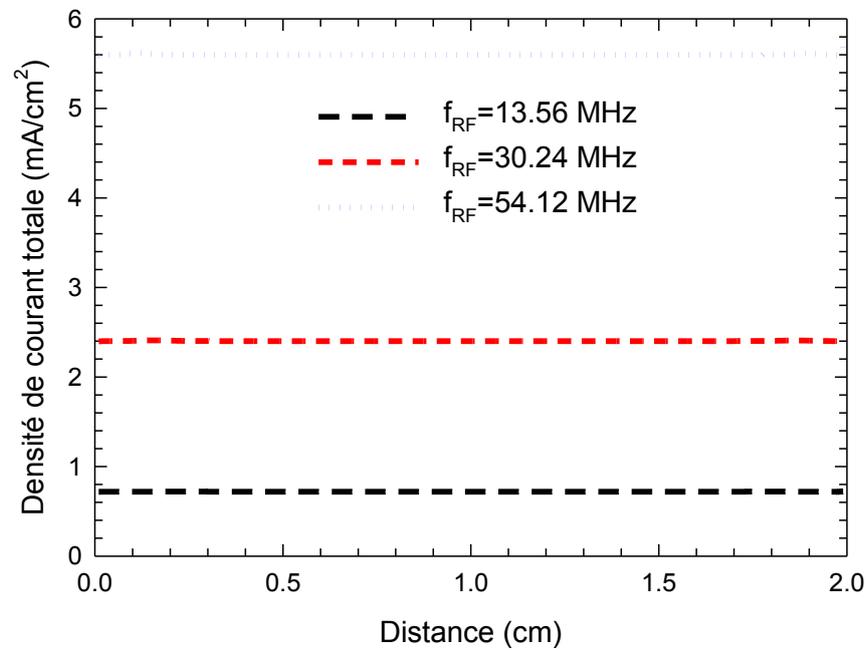


Figure III-21: Effet de la fréquence d'excitation sur la distribution spatiale de la densité de courant totale à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = 0$)

On peut aussi remarquer que la largeur de la région du plasma dans le profil de la température électronique s'élargit avec l'augmentation de la fréquence d'excitation, ce qui amène à la contraction des gaines.

On observe que la densité de courant totale augmente avec l'accroissement de la fréquence d'excitation (voir figure III-15). Cette accroissement est dans tout l'espace inter-électrodes. On peut expliquer cette augmentation par le fait de l'augmentation de la densité particule chargée et du champ électrique qui reine dans l'espace inter-électrodes.

Le tableau III-4 regroupe l'effet de la fréquence d'excitation sur les profils de la température électronique et de la densité de courant totale. Ce tableau nous donne tout avec précision nos constatations citées précédemment.

Fréquence d'excitation (MHz)	J (mA/cm ²)	T _e maximale (eV)	X _{Te}
13.56	0.7185	6.0076	0.0704
30.24	2.4012	6.1157	0.0101
54.12	5.6000	6.5275	0.0101

Tableau III-4 : *Caractéristiques de l'effet de la fréquence d'excitation sur le profil de la température électronique et de la densité de courant totale, X_{Te} est l'abscisse de la valeur maximal de la température et J est la densité de courant dans le réacteur à plasma*

III-6 CONCLUSION

Le travail présenté dans ce chapitre est basé sur la simulation d'une décharge radiofréquence dans l'argon. Les données de base dans l'argon sont constantes et indépendant du champ électrique et/ou de l'énergie électronique.

Nous avons étudié l'évolution spatiale des densités particules chargées, le potentiel et le champ électrique ainsi que les densités de courant et la température électronique.

L'effet de la tension RF et de la fréquence d'excitation nous ont permis de montrer que La chute du potentiel électrique a lieu principalement dans les gaines alors qu'il est relativement constant dans le volume du plasma, ce qui engendre un champ électrique très variable dans les gaines et constant avec de faibles valeurs dans le volume.

Les profils de densités électronique et ionique sont relativement uniformes dans le cœur du plasma et décroît dans les gaines pour s'annuler sur les électrodes. De plus la densité électronique varie instantanément avec le champ électrique mais pas la densité ionique qui suit le champ effectif moyen d'où des profils constants pour toutes les phases du signal d'excitation.

Conclusion

Cet mémoire s'insère à déterminer les caractéristiques électrique et thermique de la décharge radiofréquence dans l'argon, où les données de base sont strictement constantes et indépendant du champ électrique et/ou de l'énergie électronique, notamment les mobilités et les coefficients de diffusion électronique et ionique.

En conclusion la physique des plasmas est un domaine multidisciplinaire ; physique atomique, phénomènes de transport, électromagnétisme, matériaux, etc., et de ce fait leur étude théorique est assez complexe. Les plasmas de décharge sont aussi multi applications. C'est ainsi qu'ils sont utilisés dans les domaines des hautes technologies telles que les nanotechnologies (industrie de la microélectronique), l'exploration spatiale (propulsion ionique), les programmes de recherche sur la fusion thermonucléaire : la fusion inertielle et la fusion par confinement magnétique, et dans les dépôts de couches minces ou de traitement de surfaces.

Ce travail de mémoire s'inscrit dans le cadre général de la recherche associée aux décharges dans des gaz faiblement ionisés appelés aussi plasmas froids et ce premier chapitre est dédié aux rappels des propriétés fondamentales des plasmas de décharges électriques à basse pression. Comme il sera accordé un intérêt particulier aux décharges basse pression excitées par une tension sinusoïdale radiofréquence (RF), étant donné que la modélisation dont il est question dans ce mémoire est relative à ce type de décharge. Nous aborderons brièvement en dernier lieu l'étude des propriétés physique d'un plasma froid.

L'étude de l'évolution spatiale des densités particules chargées, le potentiel et le champ électrique ainsi que les densités de courant et la température électronique sont biens illustrés.

Nous avons étudié l'influence de la tension RF et la fréquence d'excitation appliquée au réacteur du plasma, nous avons noté que:

L'augmentation de la tension RF ou la fréquence d'excitation entraîne à :

- l'augmentation des densités de courant
- l'augmentation du champ électrique et la température électronique
- l'augmentation des densités des particules chargées
- l'élargissement de la région du plasma
- le rétrécissement des gaines

REFERENCES

- [1] I. Langmuir, *proc.nat.acadi.Sci, US*, 14, 627 (1928).
- [2] J. L. Delcroix et A. Bers, *Physique des plasmas 1*, InterEditions /CNRS Editions, 1994.
- [3] L. Delcroix et A. Bers, *Physique des plasmas 2*, InterEditions /CNRS Editions, 1994.
- [4] W. Ramsay et M. W. Travers, «On the extraction from air of the companions of argon, and neon», Report of the Meeting of the British Association for the Advancement of Science, 1898.
- [5] Donald D. Clayton, *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, Chicago, University of Chicago Press, 1983.
- [6] Frank G. Kerry, *Industrial Gas Handbook: Gas Separation and Purification*, Boca Raton, CRC Press, 2007.
- [7] John Talbot, «Spectra of Gas Discharges» [archive], Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (consulté le 10 août 2006).
- [8] M. Kheradmand Saadi, M. Shahriari, A.R. Zolfaghari, Xenon transient simulation of the VVER-1000 nuclear reactor using adiabatic approximation, *Annals of Nuclear Energy* 2010.
- [9] Martin B. Kalinowski, Christoph Pistner (2006), Isotopic signature of atmospheric xenon released from light water reactors, *Journal of Environmental Radioactivity* Volume 88, Issue 3, 2006.
- [10] Charlie J. Harding, Janes, Rob, *Elements of the P Block*, Cambridge, Royal Society of Chemistry, 2002.
- [11] R. B. Gerber, «Formation of novel rare-gas molecules in low-temperature matrices », *Annu. Rev. Phys. Chem.*, vol. 55, juin 2004.
- [12] R.M. Barrer et W.I. Stuart, «Non-Stoichiometric Clathrate of Water », *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 243, 1957.
- [13] «The plasma behind the plasma TV screen» [archive], *Plasma TV Science* (consulté le 14 octobre 2007).

- [14] E. Baltás, Z. Csoma, L. Bodai, F. Ignácz, A. Dobozy et L. Kemény, « Treatment of atopic dermatitis with the xenon chloride excimer laser », *Journal of the European Academy of Dermatology and Venereology*, vol. 20, n° 6, juillet 2006.
- [15] W. Warren et R. E. Norberg, « Nuclear Quadrupole Relaxation and Chemical Shift of Xe^{131} in Liquid and Solid Xenon », *Phys. Rev.*, vol. 148, n° 1, 1966.
- [16] J. H. Ferziger, & H. G. Kaper, *Mathematical Theory of Transport Processes in Gases*. North-Holland Pub. Co (1972).
- [17] A. L. Ward, “Effect of Space Charge in Cold-Cathode Gas Discharges”, *Phys. Rev.* 112: 1852, (1958).
- [18] A. L. Ward, “Calculations of Cathode - Fall Characteristics”, *J. Appl. Phys.*, 33: 2789, (1962).
- [19] Z. Donko, “Hybrid model of a rectangular hollow cathode discharge” *Phys. Rev. E*, 57: 7126, (1998).
- [20] J.P. Boeuf and A. Merad, Ed. P.F. Williams, *Serie E: Applied Sciences – Vol 336 (NATO ASI on Plasma Processing of Semiconductors)*, 291-319 (1997).
- [21] T.E. Nitchke, and D.B. Graves, *J. Appl. Phys.* 76, 5646 (1994).
- [22] M. Surendra, and M. Dalvie, *Physical Review E* 48 (5), 3914, (1993).
- [23] B.P. Wood, M. A. Liebermann, and A. J. Lichtenberg, *IEEE trans. on Plasma Science* 23 (1), 89 (1995).
- [24] M. Surendra, D. Vender, *Appl. Phys. Lett.* 65 (2), 1 (1994).
- [25] M. M. Turner, *Physical Review Letter* 75 (7), 1312 (1995).
- [26] A. Bogaerts, M. Van Straaten, and R. Gijbels, *Spectrochimica acta* 50B (2), 179 (1994).
- [27] M.J. Goeckner, J.A. Goree, and T.E. Sheridan Jr, *IEEE Trans, on Plasma Science* (19 (2), 301 (1991).
- [28] G. M. Turner, Monte Carlo, *J. Vac. Sci. Technol. A* 13 (4), 2161 (1995).
- [29] A. Fiala " Modélisation numérique bidimensionnelle d'une décharge lumineuse à basse pression ", Thèse de Doctorat ès–sciences, Université Paule Sabatier de Toulouse, France, n° 2059 (1995).
- [30] M. Meyyappan, J. P. Kreskovsky, “Glow discharge simulation through solutions to the moments of the Boltzmann transport equation”, *J. Appl. Phys.*, 68:1506, (1990).

- [31] C. Pedoussat " Modélisation auto-coherente de la pulvérisation cathodique dans les décharges luminescentes basse pression ", Thèse de Doctorat, Université Paule Sabatier de Toulouse, France, n°3524 (1999).
- [32] A.Hamid, "modélisation numérique mono et bidimensionnelle d'une décharge luminescente en régime continue basse pression", Thèse de Doctorat d'état, Université des Sciences et Technologie d'Oran Mohamed Boudhief (USTO-MB), Algérie,(2005).
- [33] A. Hamid, A.Hennad and M.Yousfi, 1^{er} Conférence Nationale Rayonnement – Matière CNRM1, université de Tébessa, 64 (2003).
- [34] A. Hamid, A. Bouchikhi, A.Hennad et M.Yousfi, VIII congrès Plasma de la Société Française de Physique SFP, CEA/Cadarache /France du 5 au 7 mai (2003).
- [35] K. Yanallah " Etude des propriétés d'un plasma basse pression, application a l'étude des lampes ", Mémoire de Magister département de physique USTO-MB (2002).
- [36] J. P. Boeuf, J. Appl. Phys. 63, 1342 (1988).
- [37] A. Bouchikhi " Modélisation bidimensionnelle de la décharge luminescente en présence d'un terme d'ionisation constant", Mémoire de Magister Département d'Electrotechnique USTO-MB (2003).
- [38] A.Bouchikhi, A.Hamid, A.Hennad "Etude d'une décharge luminescente Dans une géométrie cartésienne ", QLQCOM; SAIDA, (2004).
- [39] W. Schmitt, W. E. Köhler, H. Ruder, "A one-dimensional model of dc glow discharges" J. Appl. Phys., 71: 5783, (1992).
- [40] Ph. Belenguer, J.P. Boeuf "Transition between different regimes of rf glow discharges" Phys. Rev. A, 41: 4447, (1990).
- [41] A. Fiala, L.C. Pitchford, J. P. Boeuf, "Two-dimensional, Hybrid model of low-pressure Glow Discharges" Phys. Rev. E, 49:5607, (1994).
- [42] L. C. Pitchford, N. Ouadoudi, J.P. Boeuf, M. Legentil, V. Puech, J. C.Thomaz, and M. A. Gundersen, Appl. Phys. 78, 77-89 (1995).
- [43] J.P. Boeuf, and L.C. Pitchford, IEEE Trans. on plasma Sci. 19(2), 286-296 (1991).
- [44] W. Cronrath, M.D. Bowden, K. Uchino et al., "Spatial distributions of electron temperature and density in electron cyclotron resonance discharges", J. Appl. Phys., 81: 2105, (1997).

- [45] R. K. Porteous, H. M. Wu, and D. B. Graves, *Plasma Source Sci. Technol.* 3(1), 25 (1994).
- [46] A. Bogaerts, R. Gijbels, W. J. Goedheer, “Hybrid Monte Carlo-fluid model of a direct current glow discharge”, *J. Appl. Phys.*, 78: 2233, (1995).
- [47] D. L. Scharfetter, H. K. Gummel, “Large-signal analysis of a Silicon Read Diode Oscillator”, *IEEE Trans. Electron Devices*, 16: 64, (1969).
- [48] T. J. Sommerer, M. J. Kushner, “Numerical investigation of the kinetics and chemistry of rf glow discharge plasmas sustained in He, N₂, O₂, He/N₂/O₂, He/CF₄/O₂, and SiH₄/NH₃ using a Monte Carlo - fluid hybrid model”, *J. Appl. Phys.*, 71: 1654, (1992).
- [49] R.J. Hoekstra, M.J. Kushner, “Predictions of ion energy distributions and radical fluxes in radio frequency biased inductively coupled plasma etching reactors”, *J. Appl. Phys.*, 79: 2275, (1996).
- [50] H.H. Hwang, J. K. Olthoff, R.J. Van Brunt et al., “Evidence for inelastic processes for N⁺3 and N⁺4 from ion energy distributions in He/N₂ radio frequency glow discharges”, *J. Appl. Phys.*, 79: 93, (1996).
- [51] A. Bouchikhi, A. Hamid, “2D DC Subnormal Glow Discharge in Argon”, *Plasma Sci. Tech.*, 12: 59, (2010).
- [52] A. Bouchikhi, “Physical proprieties of DC glow discharges in a neon–argon gas mixture” ,*Can. J. Phys.*, 96: 62, (2018).
- [53] J. P. Nougier " Méthodes de calcul numérique ", 2^e édition Masson, Paris, (1985).
- [54] L. Yihung, A. Raymond A. J. *Comp. Phys.* 171, 731 (2001).