

N°d'ordre :

Université de Saida- Dr. Moulay Tahar
Faculté de Technologie

Thèse

Présentée pour obtenir le diplôme de

Doctorat en Sciences

Filière : Electrotechnique

Spécialité : Réseaux Electriques

Par :

HECHELEF Bouazza

Thème :

Modélisation de la décharge lumineuse dans les gaz



Thèse soutenue le **08/04/2021** devant le jury composé de :

N°	Nom et prénom	Grade	Etablissement	Qualité
01	MEZIANE Rachid	Professeur	Université de Saida - Dr. Moulay Tahar	Président
02	BOUCHIKHI Abdelaziz	Professeur	Université de Saida - Dr. Moulay Tahar	Rapporteur
03	ARZAG Kaddour	MCA	Université de Saida - Dr. Moulay Tahar	Examineur
04	RIZOUGA Mohamed	Professeur	Université d'Oran – USTO-MB	Examineur
05	BELARBI Ahmed Wahid	Professeur	Université d'Oran – USTO-MB	Examineur
06	HAMID Azzedine	Professeur	Centre Universitaire El-Bayadh Nour B.	Examineur

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à adresser mes plus vifs remerciements à mon encadreur, Monsieur **A. BOUCHIKHI**, Professeur à l'Université de Saida – Dr. Moulay Tahar, qui a dirigé cette recherche. Je le remercie vivement de m'avoir aidé à réaliser mon souhait d'achever cette Thèse dans les meilleures conditions. Sa patience, sa compétence et ses précieux conseils m'ont permis de mener à terme ce travail.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur **R. MEZIANE**, Professeur à l'Université de Saida- Dr. Moulay Tahar, pour l'honneur qu'il me fait de présider le Jury de cette Thèse.

Que tous les membres du jury qui ont bien voulu examiner mon travail, trouvent ici l'expression de mon plus profond respect. Je remercie :

Monsieur **M. RIZOUGA**, Professeur à l'Université USTO-MB.

Monsieur **M. YOUNES**, Professeur au Centre Universitaire Ain Témouchent B.B.

Monsieur **K. ARZAG**, Maître de conférences -A- à l'Université de Saida- D.M.Tahar.

Monsieur **T. ALILI**, Maître de conférences -B- à l'Université USTO-MB.

Abstract

The aim of this thesis is to model and numerically simulate the behavior of the low-pressure glow discharge in a pure gas as well as in a gas mixture in the presence of metastable atoms by using a one-dimensional Cartesian geometry. The numerical code elaborated in this work is based on the resolution of the equations of the second order fluid model which allows to obtain reliable and relatively fast results under certain conditions and approximations. It is thus a question of solving the first three moments of the Boltzmann equation namely, the equations of continuity, of momentum transfer and of energy which are coupled in a self-coherent way to the Poisson equation. The transport equations thus obtained are of the drift-diffusion type whose resolution is carried out after discretization by the finite difference method using the Thomas algorithm and the basic data from the BOLSIG + software. In a first step, we studied the behavior of the glow discharge in a gas mixture (He / Ar) where time evolutions illustrated in the form of contour lines of charged particle densities and metastable atoms, potential and Electric field as well as electronic energy are presented. We then showed the influence of the gas pressure and the applied voltage on the spatial distributions of the densities of charged particles and metastable atoms at stationary state in the mixture while comparing them with those in Helium pure to see the effect of the gas mixture on the studied discharge. The same study is then carried out in a mixture of gases (Ne / Xe) with different proportions of the gases while making a comparison with the pure Xenon gas to see also the effect of the mixture with its different proportions on the discharge. The results obtained by our numerical code are validated by comparing them with theoretical and experimental studies.

Keywords

Glow discharge
Second order fluid model
Gas mixture
Metastable atoms Density
Contour lines

Résumé

Le travail de cette thèse a pour but de modéliser et de simuler numériquement le comportement de la décharge luminescente basse pression dans un gaz pur ainsi que dans un mélange de gaz en présence d'atomes métastables par l'utilisation d'une géométrie cartésienne monodimensionnelle. Le code numérique élaboré dans ce travail est basé sur la résolution des équations du modèle fluide d'ordre deux qui permet d'avoir des résultats fiables et relativement rapides sous certaines conditions et approximations. Il s'agit donc de résoudre les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann à savoir, les équations de continuité, de transfert de la quantité de mouvement et d'énergie qui sont couplées de façon auto-cohérente à l'équation de Poisson. Les équations de transport ainsi obtenues sont de type dérive-diffusion dont la résolution est effectuée après discrétisation par la méthode de différences finies en utilisant l'algorithme de Thomas et les données de base issues du logiciel BOLSIG+. Dans un premier temps, nous avons étudié le comportement de la décharge luminescente dans un mélange de gaz (He/Ar) où les évolutions temporelles illustrées sous forme de courbes de niveaux des densités de particules chargées et d'atomes métastables, de potentiel et de champ électriques ainsi que de l'énergie électronique sont présentées. Nous avons par la suite montré l'influence de la pression du gaz et la tension appliquée sur les distributions spatiales des densités de particules chargées et d'atomes métastables à l'état stationnaire dans le mélange tout en les comparant avec celles dans l'Hélium pur pour voir l'effet du mélange de gaz sur la décharge étudiée. La même étude est ensuite effectuée dans un mélange de gaz (Ne/Xe) avec différentes proportions des gaz tout en faisant une comparaison avec le Xénon pur pour voir également l'effet du mélange avec ses différentes proportions sur la décharge. Les résultats obtenus par notre code de simulation sont validés en les comparant avec des travaux théoriques et autres expérimentaux issus de la littérature.

Mots clés

Décharge Luminescente
Modèle fluide d'ordre deux
Mélange de gaz
Densité d'atomes métastables
Courbes de niveaux

LISTE SYMBOLIQUE

n_o	Densité du gaz
K_B	Constante de Boltzmann
ε_o	Permittivité du vide
e_o	La charge de l'électron
K_o^{io}	Coefficient d'ionisation
K_o^m	Coefficient d'excitation
V	Potentiel électrique
E	Champ électrique
μ_j	Mobilité d'une particule chargée
n_j	Densité d'une particule
φ_j	Flux d'une particule
S_j	Terme source d'une particule
K_m^o	Coefficient de désexcitation
K_m^{io}	Coefficient d'ionisation des atomes excités
K^{ci}	Coefficient de chimio-ionisation
ε^m	Energie d'excitation
ε^{io}	Energie d'ionisation
τ_m	La durée de vie d'atomes métastables
p^{ec}	Coefficient d'énergie perdue par électron due aux collisions élastiques des électrons avec les atomes neutres du gaz
D_j	Coefficient de diffusion d'une particule
J	Désigne d'un électron, ion ou d'atome métastable
Δt	Le pas d'intégration dans le temps
Δx	Le pas d'intégration dans l'espace

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE.....	1
CHAPITRE I : APERCU SUR LES DECHARGES LUMINESCENTES ET LEURS MODELISATIONS.....	5
I-1. INTRODUCTION	5
I-2. CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION.....	5
I-3. DECHARGE LUMINESCENTE.....	7
I-3-1. Espace sombre d'Aston.....	8
I-3-2. Gaine cathodique.....	8
I-3-3. Espace sombre cathodique (de Crookes).....	8
I-3-4. Lumière négative ou cathodique.....	10
I-3-5. Espace sombre de Faraday	10
I-3-6. Colonne positive.....	10
I-3-7. Espace sombre anodique et lumière anodique	11
I-4. APPLICATION DES DECHARGES LUMINESCENTES.....	14
I-4-1. Pulvérisation et dépôt de couches minces	14
I-4-2. Pulvérisation et gravure	14
I-4-3. Nitruration.....	15
I-4-4. Panneaux à plasma.....	15
I-5. MODELES AUTOCHERENTS D'UN PLASMA FROID HORS EQUILIBRE.....	16
I-6. MODELE ELECTRIQUE AUTOCHERENT : REPRESENTATION MATHEMATIQUE.....	17
I-6-1. Modèle particulaire	18
I-6-2. Modèle fluide	18
I-6-2-1. Approximation du champ électrique local	21
I-6-2-2. Approximation de l'énergie moyenne locale	22
I-6-2-3. Modèle à deux (plusieurs) groupes d'électrons	22
I-6-3. Modèle hybride fluide-particulaire	22
I-7. SIMPLIFICATION DES EQUATIONS DE TRANSPORT.....	25
I-7-1. Fermeture du système d'équations des moments	26
I-7-2. Equation de Poisson	27
I-7-3. Le modèle hydrodynamique	28
I-8. CONCLUSION.....	28
CHAPITRE II : MODELE MATHEMATIQUE EN 1D D'UNE DECHARGE LUMINESCENTE DANS UN GAZ PUR ET DANS UN MELANGE DE GAZ	29
II-1. INTRODUCTION	29
II-2. EQUATION DE TRANSPORT DANS UN GAZ PUR POUR LE MODELE 1D.....	29
II-3. EQUATION DE TRANSPORT DANS UN MELANGE DE GAZ POUR LE MODELE 1D.....	32
II-4. REPRESENTATION DE LA GRILLE	36
II-4-1. Discrétisation de l'équations de transport	38
II-4-2. Discrétisation de l'équation de l'énergie	41
II-4-3. Discrétisation de l'équation de transport d'atome métastables	41
II-4-4. Discrétisation de l'équation de poisson	42
II-4-5. La méthode de résolution dans le code 1D	43

II-5. LOGICIEL BOLSIG+ ET LES DONNEES DE BASE	44
II-5-1. Définition	44
II-5-2. Méthode de fonctionnement du logiciel	45
II-5-3. Coefficient d'émission secondaire à la cathode	45
II-5-4. Données de base ionique dans les gaz purs	45
II-5-5. Données de base ionique dans les mélanges de gaz	51
II-6. CONDITIONS INITIALES ET AUX LIMITES.....	53
II-7. ORGANIGRAMMES SYNOPTIQUES DE LA DECHARGE LUMINESCENTE EN PRESENCE D'ATOMES METASTABLES.....	53
II-8. CONCLUSION	55
CHAPITRE III: ETUDE DE LA DECHARGE LUMINESCENCE DANS LE MELANGE HELIUM/ARGON ET L'HELIUM PUR EN PRESENCE D'ATOMES METASTABLES.....	56
III-1. INTRODUCTION	56
III-2. EVOLUTION TEMPORELLE DES PARAMETRES DE LA DECHARGE DANS LE MELANGE (90%HE-10%AR).....	56
III-2-1. Courbes de niveaux des densités de particules chargées dans le mélange (90%He-10%Ar).....	60
III-2-2. Courbes des niveaux d'atomes métastables	62
III-2-3. Courbes de niveaux du potentiel et du champ électriques et de l'énergie électronique	64
III-3. CARACTERISTIQUES COURANT- TENSION DANS LE MELANGE (90%He-10%Ar).....	67
III-3-1. Influence de la pression du gaz sur les distributions spatiales des densités de particules chargées.....	71
III-3-2. Influence de la pression du gaz sur les distributions spatiales des densités d'atomes métastables.....	73
III-3-3. Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales des densités de particules chargées.....	76
III-3-4. Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales des densités d'atomes métastables.....	79
III-4. CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE DANS L'HELIUM PUR.....	80
III-5. CONCLUSION	84
CHAPITRE IV: ETUDE DE LA DECHARGE LUMINESCENCE DANS LE MELANGE NEON/XENON ET LE XENON PUR EN PRESENCE D'ATOMES METASTABLES.....	86
IV-1. INTRODUCTION.....	86
IV-2. EVOLUTION TEMPORELLE DES PARAMETRES DE LA DECHARGE DANS LE MELANGE (Ne/Xe).....	86
IV-2-1. Courbes de niveaux de la densité électronique dans le mélange Ne/Xe..	89
IV-2-2. Courbes de niveaux de la densité ionique du Néon dans le mélange Ne/Xe.....	91
IV-2-3. Courbes de niveaux de la densité ionique du Xénon dans le mélange Ne/Xe.....	92
IV-2-4. Courbes de niveaux de la densité d'atomes métastables du Néon dans le mélange Ne/Xe	94
IV-2-5. Courbes de niveaux de la densité d'atomes métastables du Xénon dans le mélange Ne/Xe.....	95
VI-3. CARACTERISTIQUES COURANT- TENSION DANS LE MELANGE Ne/Xe.....	96
VI-4. CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE DANS LE XENON PUR.....	103
IV-5 CONCLUSION	107

CONCLUSION GENERALE.....	109
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	111

INTRODUCTION

L'étude des décharges luminescentes dans les gaz qui font parti du domaine des plasmas froids s'est développé durant les dernières décennies pour couvrir un grand nombre d'applications tels que la gravure, le dépôt de couches minces, l'analyse de pureté, les lampes à décharge basse pression, les écrans à plasma ou encore par leurs propriétés thermodynamiques dans le traitement de surface des matériaux sensibles à la chaleur tels que les polymères ou bien dans la fabrication des circuits intégrés en microélectronique, ce qui assure des retombées économiques de plus en plus importantes.

Les plasmas à décharge luminescente dans les gaz purs ou mélangés [1-3] sont très importants pour les applications industrielles et médicales. Notre compréhension des phénomènes de décharge physique des gaz est encore incomplète car de nombreux paramètres de transport de particules dans les gaz purs ou mélangés sont inconnus. La technologie du plasma dans les mélanges gazeux a été étudiée par plusieurs auteurs. Ono et al [4] ont étudié un plasma à décharge luminescente de gaz (O-N) via de nombreuses réactions chimiques de leur modèle. Khomich et al. [5] ont traité le problème de modification de la surface des métaux due au dépôt atomique par une décharge luminescente (N-Ar) en régime anormal. Ponduri et al [6] ont analysé la dissociation du CO₂ par une décharge luminescente à barrière diélectrique et ont constaté que de nombreuses espèces participent au phénomène de décharge. Baadj et al [7] ont étudié un mélange gazeux (Xe-Cl₂) pour une lampe à excimer XeCl * au moyen d'un modèle à zéro dimension. Li et al [8] ont étudié la longueur du jet de plasma dans les gaz Ne, Ar, He et Kr à la pression atmosphérique pour des molécules d'excimères formatées à partir de l'état métastable des gaz atomiques, et identifié trois modes à différents débits de gaz: modes à jet laminaire, à transition et à jet turbulent.

Récemment, les expériences sur les mélanges gazeux ont été menées de manière approfondie. Par exemple, l'addition de H₂ dans un mélange (Ne-Xe) a été étudié par Wei et al [9], montrant un courant croissant présent dans la décharge. Panchenko et al [10] ont étudié la décharge luminescente dans des exci-lampes à basse pression, montrant l'effet des radiations

spontanées et des halogénures dans les mélanges de gaz inertes, qui ont généré les molécules excitées KrCl^* , XeCl^* et XeF^* . Hassouba et Mehanna [11] ont étudié une décharge luminescente DC d'un mélange gazeux ($\text{N}_2\text{-H}_2$) à différentes pressions et séparations d'électrodes à l'aide d'une sonde unique de Langmuir. Ils ont montré que la fonction de distribution de l'énergie des électrons est maxwellienne dans la colonne positive, et a une forme non maxwellienne dans les régions de chute cathodique et de la lueur négative.

Il existe de nombreuses applications industrielles des mélanges de gaz (Ne-Xe), par exemple les écrans à plasma [12–15]. Pour toutes ces applications, la pression du gaz pur ou des gaz mélangés est presque égale à la pression atmosphérique.

Dans ce travail, les caractéristiques électriques des décharges luminescentes (Ne-Xe) sont étudiées à basse pression. Le mélange (Ne-Xe) est étudié à basse pression en raison de l'absence de barrière diélectrique dans notre modèle.

Une telle étude passe nécessairement par la modélisation et la conception de méthodes numériques dont l'objectif principal est de simuler les différents phénomènes mis en jeu en différentes géométries des réacteurs à plasma. Cette simulation numérique a bénéficié sans doute de la puissance actuelle des moyens de calculs et du développement de méthodes numériques, ce qui la rend de plus en plus fiable et performante.

La simulation numérique qui est en fait un complément indispensable à l'analyse expérimentale, tient une part importante dans l'étude des décharges luminescentes. Elle permet d'approcher le problème posé par une étude paramétrique qui donne la possibilité de faire varier des données pour comprendre les phénomènes dans des nouvelles conditions afin d'optimiser le fonctionnement de la décharge. Grâce à leur caractère de reproductibilité, les simulations peuvent permettre, de vérifier une théorie à un coût moins important que l'expérience, mais aussi de compléter, voire même de guider, des études expérimentales.

L'élaboration de tels modèles a pour but la description de l'évolution des caractéristiques d'une décharge au vu de ses conditions de fonctionnement. Cette description peut se faire soit de manière macroscopique en étudiant les grandeurs moyennes du plasma, on

parle alors de modèles fluides, soit de manière microscopique et on parle alors de modèles particuliers.

L'objectif de ce travail de thèse est de développer et valider un code de simulation numérique pour étudier et analyser les propriétés électriques de la décharge luminescente dans un gaz pur ainsi que dans un mélange de gaz, en utilisant le modèle fluide d'ordre deux. En fait, on trouve pas mal de travaux dans la littérature qui sont intéressés aux mélanges de gaz, Bouchikhi [16] a étudié les propriétés physiques d'une décharge luminescente DC dans un mélange Néon-Xénon. Une autre étude par le même auteur [17] s'est intéressée à la modélisation d'une décharge luminescente DC dans le mélange Néon-Argon à basse pression et avec densités d'atomes métastables. Le mélange de gaz est utilisé dans une décharge luminescente pour essayer de maîtriser les densités de particules chargées et d'atomes métastables présentes dans le milieu gazeux afin d'améliorer les caractéristiques d'une telle décharge.

Le chapitre I propose dans un premier lieu, des généralités sur les caractéristiques électriques et optiques de la décharge luminescente en décrivant les différentes zones constituants un tube de décharge. On a ensuite essayé de montrer à travers des exemples d'applications industrielles, le rôle joué par la décharge luminescente dans la mise en œuvre des procédés plasmas. La deuxième partie de ce chapitre est consacré à la définition des différents modèles physiques qui décrivent la décharge luminescente. Il s'agit des modèles fluide, particulière et hybride. Le modèle fluide qui est utilisé dans le cadre de ce travail est expliqué plus en détails en montrant ses hypothèses d'approximation et de fermeture.

Dans le deuxième chapitre nous expliquons en détail les équations de base sur lesquelles s'appuie notre modèle de travail, il s'agit des équations de transport couplées à l'équation de Poisson. Ces équations sont issue des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann (d'où l'appellation du modèle fluide d'ordre deux). Notre étude s'intéresse à un gaz pur puis elle s'étend vers un mélange de gaz et ce en présence d'atomes métastables. La deuxième étape de ce chapitre est consacrée à la méthode de résolution du système d'équations, il s'agit de la méthode de différences finies au schéma exponentiel. Les principales hypothèses simplificatrices, la stratégie ainsi que le schéma numérique adopté par cette méthode, les

conditions aux limites, les conditions initiales et les données de base sont également présentés. Nous terminons ce chapitre par exposer un organigramme synoptique de résolution.

Une Etude de la décharge luminescente dans le mélange (Hélium/Argon) et dans l'Hélium pur en présence d'atomes métastables est présentée dans le chapitre III, où nous analysons l'évolution temporelle des paramètres de la décharge dans le mélange (90%He-10%Ar). Cette évolution est illustrée par des courbes de niveau des densités de particules chargées et d'atomes métastables, du potentiel, du champ électrique et de l'énergie électronique. Les distributions spatiales à l'état stationnaire des densités par la variation séparée de quelques paramètres contrôlables tels que le potentiel et la pression sont également présentées. Enfin une comparaison des caractéristiques de la décharge est effectuée entre le mélange (Hélium/Argon) et l'Hélium pur.

Le dernier chapitre est consacré à l'étude de la décharge luminescente dans le mélange (Néon/Xénon) en quatre proportions différentes. De la même façon que précédemment, les courbes de niveau des densités de particules chargées et d'atomes métastables de chaque gaz dans le mélange sont illustrées. Les caractéristiques courant-tension dans le mélange sont ensuite présentées. Une comparaison des paramètres de la décharge dans le mélange (Néon/Xénon) avec ceux du Xénon pur est faite en dernier lieu. La validation de notre code numérique est effectuée en comparant nos calculs avec ceux issus de la littérature.

CHAPITRE I

APERCU SUR LES DECHARGES LUMINESCENTES ET LEURS MODELISATIONS

I-1 INTRODUCTION

Les plasmas sont générés à partir d'un gaz, en le soumettant à une décharge électrique (plasmas de décharge) ou à un champ magnétique (plasmas RF). Dans ce travail nous ne considérons uniquement que les plasmas de décharge. Un plasma proprement dit, possède un niveau d'ionisation extrêmement élevé. En plus, de même que pour le corps qui l'a donné naissance, sa charge électrique globale est nulle ; la somme algébrique totale des charges qu'il contient doit donc être nulle. Nous retrouvons le plasma à l'état naturel dans divers milieux : dans la couronne solaire, le soleil, l'intérieur des étoiles, etc. De nos jours, les décharges électriques dans les gaz suscitent un regain d'intérêt qui tient à leurs applications potentielles par la mise en œuvre aux laboratoires ou dans l'industrie. Ces applications utilisent tout ou une partie des espèces présents dans le plasma: électrons, ions, espèces neutres réactives qui sont les agents d'une physico-chimie de volume ou de surface peu coûteuse en énergie. Les progrès réalisés à la fois dans la modélisation numérique et dans les techniques de caractérisation expérimentale rendent actuellement le choix d'une décharge et la maîtrise de sa phénoménologie plus facile, en fonction du but de recherche.

I-2 CARACTERISTIQUE COURANT- TENSION

Le comportement électrique d'une décharge lumineuse est caractérisé par la courbe tension-courant de l'état stationnaire. La caractéristique typique, pour une configuration des électrodes planes et parallèles est montrée schématiquement sur la figure (I-1).

La zone AB sur la figure correspond à la décharge dite décharge de Townsend ou décharge sombre. La charge d'espace est faible et ne suffit pas encore à rendre inhomogène de manière significative le champ dans l'espace inter-électrodes. L'ionisation et/ou l'excitation du gaz est faible, de ce fait on n'observe pas d'émission de lumière appréciable provenant de la décharge. La décharge lumineuse, qui fait principalement l'objet de notre étude, occupe les zones BC, CD et DE de la courbe courant-tension. Dans la littérature, on distingue trois régimes différents selon la pente de la caractéristique : la décharge lumineuse subnormale (partie négative BC), la décharge lumineuse normale (partie plate CD) et la décharge lumineuse anormale (partie positive DE).

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

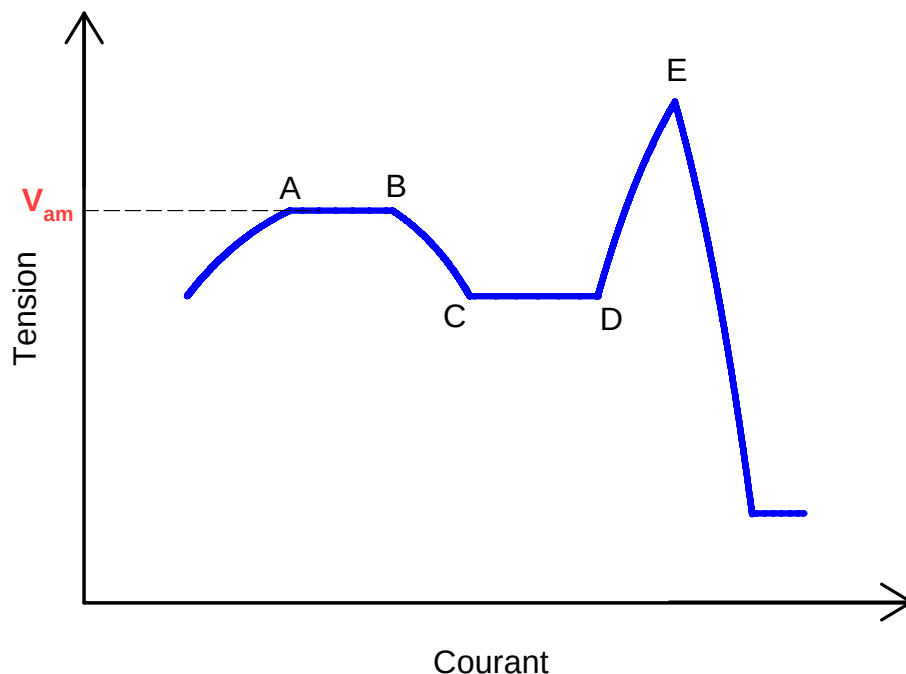


Figure (I-1): Caractéristique courant-tension d'une décharge lumineuse à électrodes planes parallèles; (AB) décharge de Townsend, (BC) décharge lumineuse subnormale, (CD) décharge lumineuse normale, (DE) décharge lumineuse anormale. V_{am} représente le potentiel d'amorçage

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

Lorsque la décharge couvre toute la cathode, l'augmentation du courant nécessite une tension aux bornes de la décharge plus grande pour intensifier les processus d'émission secondaire sur la cathode et la caractéristique tension–courant devient positive dans le régime anormal. L'augmentation de tension est liée également à l'augmentation des pertes, notamment dans la colonne positive. La décharge s'étend dans la direction axiale vers la cathode en diminuant, ainsi l'épaisseur de la gaine et la zone lumineuse est de plus en plus proche de la surface cathodique. La décharge luminescente est entretenue uniquement par les électrons secondaires qui sont émis de la cathode après être bombardés par des particules lourdes (ions).

I-3 DECHARGE LUMINESCENTE

La densité de courant dans la décharge autonome sombre (deuxième décharge de Townsend) étant de l'ordre de 10^{-11} à 10^{-2} A/m², la charge d'espace dans l'intervalle de décharge est si faible qu'elle est sans effet sur la répartition du champ électrique. Si l'on diminue la résistance ballast insérée dans le circuit extérieur, le courant de décharge et donc la charge spatiale croissent et, lorsque le courant atteint une valeur déterminée, la décharge sombre se transforme rapidement en une décharge luminescente avec une densité suffisamment élevée de la charge spatiale et une répartition non uniforme du champ le long de l'intervalle de la décharge. En même temps la tension sur le tube à décharge chute de plusieurs centaines ou même milliers de volts à une valeur de l'ordre de 70 à 300 V. A la décharge luminescente normale correspond la partie CD de la caractéristique courant-tension représentée sur la figure (I-1). La décharge s'amorce en règle générale pour des pressions de 1 à 100 Pa et se caractérise par un courant assez faible (10^{-4} à 1 A) et par une tension relativement élevée dans le tube à décharge (quelques centaines de volts). La décharge luminescente peut s'effectuer également à la pression atmosphérique normale, mais pour éviter un échauffement anormal de la cathode et le passage à la décharge en arc, on doit prévoir un refroidissement artificiel de la cathode du tube. On peut distinguer dans la décharge luminescente plusieurs zones ou régions successives dans lesquelles les

processus d'excitation, d'ionisation et de recombinaisons de charges se déroulent différemment. Dans des tubes à décharge de grande longueur, à basse pression, ces régions peuvent s'observer directement à travers la différente intensité de luminescence du gaz. La figure (I-2) montre les zones d'une décharge luminescente et leurs aspects lumineux (a) ainsi que la répartition de l'intensité de luminescence J (b), du potentiel V (c), de l'intensité du champ E (d) et de la densité de charge ρ (e) entre la cathode K et l'anode A . La physique des phénomènes qui se déroulent dans les différentes zones de la décharge luminescente peut se décrire qualitativement de la façon suivante (les numéros des zones correspondent à ceux de la figure (I-2)).

I-3-1 Espace sombre d'Aston

La zone 1 de la figure (I-2) représente l'espace sombre d'Aston. C'est une zone mince adjacente à la cathode. Les électrons émis par la cathode sous le choc des ions positifs n'ont pas encore une vitesse suffisante pour exciter le gaz qui reste donc sombre (pas de radiations émises), ils ne peuvent que participer à des collisions élastiques avec les atomes gazeux.

I-3-2 Gaine cathodique

La zone 2 de la figure (I-2) illustre la gaine cathodique. Accélérés par le champ intense qui règne dans l'espace sombre d'Aston, les électrons acquièrent une énergie suffisante pour l'excitation des atomes de gaz qui passent ensuite à l'état non excité avec émission de radiations en formant ainsi une zone nettement délimitée que l'on appelle gaine cathodique ou premier espace lumineux cathodique. Un électron entre en collision inélastique avec un atome d'autant plus près de l'anode que son énergie est plus grande et donc l'excitation de l'atome est plus forte. C'est pourquoi l'énergie des quantum émis par des atomes excités et la fréquence de rayonnement augmentent dans la partie de la gaine cathodique qui est située plus près de la cathode.

I-3-3 Espace sombre cathodique (de Crookes)

La zone 3 de la figure (I-2) montre l'espace sombre cathodique. Lorsque les électrons acquièrent une énergie suffisante pour l'ionisation des atomes gazeux, l'intensité de la luminescence diminue et il se forme un deuxième espace sombre cathodique ou espace de Crookes. C'est ici que commencent les avalanches électroniques. Les atomes excités sont peu nombreux parce que la probabilité d'excitation pour de telles énergies des électrons est faible. La recombinaison des électrons et des ions est aussi peu probable du fait de leurs

vitesse relativement élevées. La mobilité des électrons étant sensiblement plus grande que celles des ions positifs, c'est la charge positive des ions lents qui prédomine dans cet espace.

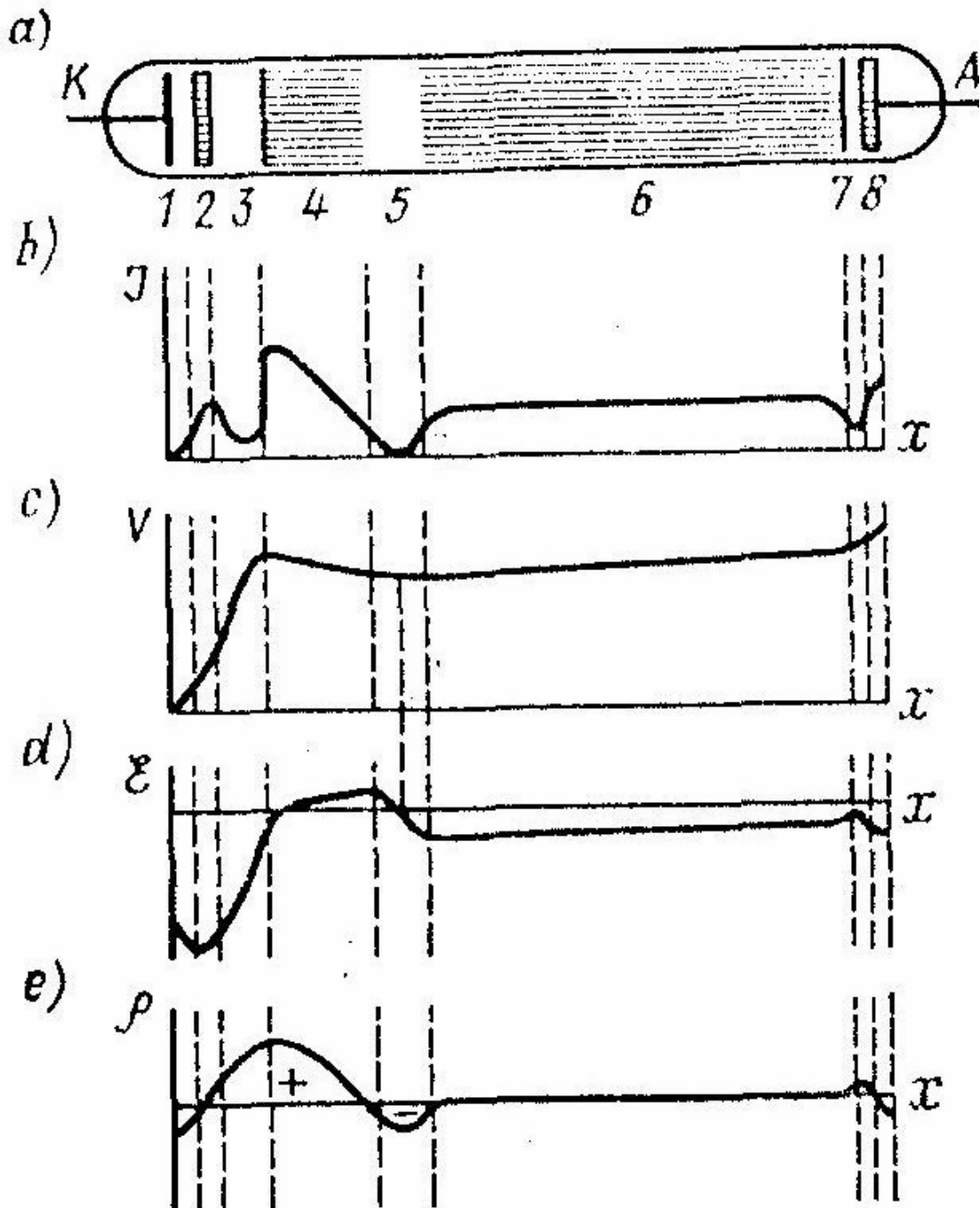


Figure (I-2): Classification d'une décharge lumineuse à électrodes planes parallèles

I-3-4 Lumière négative ou cathodique

La zone 4 de la figure (I-2) représente la lumière négative ou cathodique. En se développant, les avalanches électroniques assurent un haut degré d'ionisation du gaz, c'est pourquoi la conductivité des autres zones de la décharge est beaucoup plus élevée que celle du domaine de chute de tension cathodique et la variation du potentiel y est faible, de sorte que les charges se déplacent sans subir presque aucune accélération par le champ. Leur mouvement d'ensemble se transforme rapidement en un mouvement désordonné, l'énergie moyenne diminue et devient insuffisante pour l'ionisation des atomes gazeux. La probabilité d'excitation des atomes par des électrons secondaires produits par ionisation et par des électrons primaires ayant conservé une partie de leur énergie après l'acte d'ionisation, augmente de nouveau. C'est ainsi qu'apparaît une nouvelle zone lumineuse appelée lumière négative ou cathodique. L'émission de radiations est due non seulement à la désexcitation des atomes excités mais également à la recombinaison des électrons lents et des ions positifs. A mesure que l'on s'éloigne de la cathode, la vitesse des électrons diminue progressivement, ce qui fait décroître la probabilité d'excitation et l'intensité de la lumière émise. La frontière de droite de cette zone peut être considérée comme une limite que peuvent atteindre les électrons accélérés dans l'espace sombre cathodique. La frontière nette de la lumière négative du côté de la cathode représente la limite de diffusion des électrons lents se dirigeant vers la cathode. Près de la frontière de la lumière négative ils sont arrêtés par le champ intense qui règne dans l'espace sombre cathodique. L'accumulation des électrons lents dans la zone de la lumière négative conduit à la compensation de la charge positive des ions (Fig I-2) et à une certaine baisse du potentiel.

I-3-5 Espace sombre de Faraday

La zone 5 de la figure (I-2) illustre l'espace sombre de Faraday. L'énergie des électrons diminue par suite des collisions inélastiques tant que les électrons ne deviennent capables d'effectuer que des collisions élastiques. La luminescence décroît de nouveau d'où l'apparition d'une nouvelle zone obscure appelée espace sombre de Faraday.

I-3-6 Colonne positive

La zone 6 de la figure (I-2) correspond à la colonne positive. La plus grande partie du tube à décharge est occupée par la colonne positive, c'est-à-dire une zone de gaz hautement ionisé (plasma) caractérisée par une concentration sensiblement identique des charges positives et négatives. La diffusion des porteurs de charge vers les parois du tube dans

l'espace sombre de Faraday et dans la colonne positive a pour effet de provoquer une diminution de leur concentration dans la région centrale et une baisse de la conductivité. Il en résulte une légère élévation du potentiel le long de la colonne positive (Fig I-2, C), et un échauffement du gaz électronique dans le champ électrique qui est porté à des températures auxquelles l'énergie des électrons devient suffisante pour l'ionisation du gaz dans la mesure nécessaire pour compenser le départ de charges vers les parois. La diffusion des charges vers les parois, le gradient de potentiel le long de la colonne et donc la température du gaz électronique sont d'autant plus faibles que le diamètre du tube à décharge est plus grand. Corrélativement, l'intensité de la lumière émise par le plasma excité par des chocs électroniques diminue lorsque le diamètre du tube augmente

I-3-7 Espace sombre anodique et lumière anodique

Si les concentrations des charges positives et négatives sont à peu près les mêmes dans la colonne positive, elles deviennent différentes au voisinage de l'anode suite au mouvement des ions positifs vers la cathode et des électrons vers l'anode. Il en résulte une croissance de l'intensité du champ électrique régnant entre la colonne et l'anode et l'apparition d'une chute de tension anodique nécessaire pour assurer la constance du courant total dans cette zone de la décharge. Le signe de la chute anodique dépend des dimensions de l'anode. Le courant circulant vers l'anode se détermine par le nombre d'électrons qui diffusent à partir de la colonne positive; si les dimensions de l'anode sont petites, ce courant peut se trouver inférieur au courant d'électrons qui s'en vont dans le circuit extérieur. Dans ce cas le potentiel de l'anode s'élève de telle sorte que le soutirage des électrons de la colonne positive augmente et le nombre d'électrons du plasma attirés vers l'anode devient égal au nombre d'électrons qui quittent l'anode pour le circuit extérieur (chute anodique positive). Lorsque les dimensions de l'anode sont suffisamment grandes, le courant d'électrons arrivant sur l'anode depuis la décharge excède le courant dans le circuit extérieur et, pour compenser cette inégalité, le potentiel de l'anode baisse automatiquement (chute anodique négative). Le signe de la chute anodique dépend également en large part de la forme de la surface anodique et du degré de compensation de la charge spatiale négative des électrons par des ions positifs au voisinage de l'anode. Lorsque la chute anodique est positive, les électrons en mouvement vers l'anode sont accélérés et acquièrent une énergie suffisante pour l'excitation et même pour l'ionisation des atomes gazeux. C'est pourquoi une lumière (Fig. I-2, zone 8) apparaît au voisinage immédiat de l'anode, étant

séparée de la colonne positive par un espace sombre anodique (Fig. I-2, zone 7). L'entretien d'une décharge lumineuse n'exige que la participation de ses zones cathodiques (1 à 4) qui assurent l'ionisation du gaz. La colonne positive est une région à conductivité élevée qui relie les zones cathodiques de la décharge à l'anode. Dans les zones cathodiques le mouvement ordonné des électrons l'emporte sur leur mouvement désordonné, de sorte qu'en cas de rotation de la cathode par rapport à l'anode les zones cathodiques conservent leur position par rapport à la cathode alors que la partie restante de la décharge se trouve occupée par la colonne positive de forme quelconque dans laquelle les porteurs de charges se déplacent principalement par diffusion. Lorsque la distance entre l'anode et la cathode diminue, la colonne positive se raccourcit et peut disparaître complètement. A mesure que l'on rapproche l'anode de la cathode, l'espace sombre de Faraday et la lumière négative disparaissent eux aussi de même que la colonne positive. Lorsque l'anode s'approche de la frontière de la lumière négative située plus près de la cathode, c'est-à-dire lorsque l'anode est introduite dans la région où se forment les avalanches électronique (zone 3 de la figure (I-2)), la décharge cesse si l'on n'élève pas, pour son entretien, l'efficacité des processus d'ionisation en augmentant la tension appliquée au tube (on dit alors que l'on a affaire à une décharge contrariée). Lors du passage de la décharge sombre à la décharge lumineuse la longueur de la zone, dans laquelle croît la tension, diminue brusquement par suite du développement de la charge spatiale, de sorte que l'intensité du champ dans cette zone augmente. Il en résulte des conditions plus favorables pour la formation des avalanches électroniques dans les zones cathodiques de la décharge qui peut donc être entretenue pour des tensions inférieures à la tension d'amorçage. La tension assurant l'entretien de la décharge est voisine de la chute de tension dans le domaine cathodique de la décharge (à la chute cathodique normale V_{kn}), elle se diffère de la valeur de la chute anodique et de la chute de tension dans la colonne positive. Dans la décharge lumineuse, la chute cathodique normale ne dépend pas du courant, elle se détermine par le type de gaz et par le matériau constituant la cathode. On peut considérer de façon approchée que :

$$V_{Kn} = \eta \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (\text{Eq.I-1})$$

Où $\eta = \alpha/E$. Comme le montrent les résultats expérimentaux, quelles que soient les cathodes, elles satisfont pour un même gaz à l'égalité suivante:

$$V_{Kn} = K\Theta \quad (\text{Eq.I-2})$$

Où K est un facteur de proportionnalité déterminé par le type de gaz; Θ est le travail de sortie de la cathode.

En régime de décharge lumineuse normale, la densité du courant J_n est aussi constante, alors que le courant I se détermine par l'aire de la partie de la cathode occupée par la décharge. Lorsque les courants sont faibles, la décharge n'occupe qu'une petite partie de la surface de la cathode. Au fur et à mesure que le courant croît, la surface occupée par la décharge augmente jusqu'à ce qu'elle devienne égale à toute la surface de la cathode. La nature des forces qui sont à l'origine de ce phénomène n'est pas encore claire. Comme il résulte de la loi de la similitude des décharges, la densité du courant J_n dans une décharge lumineuse normale est proportionnelle au carré de la pression du gaz, car le rapport J_n/p^2 est un invariant d'une telle transformation.

De la même loi il découle que le produit de la pression par la longueur de la zone de chute cathodique est constant pour un gaz et un matériau de la cathode donnés. Lorsque toute la surface de la cathode est occupée par la décharge, la croissance du courant de décharge ne peut être assurée que par l'intensification des processus γ sur la cathode, ce qui exige d'augmenter la chute cathodique et donc la tension appliquée au tube à décharge. La décharge se transforme dans ce cas en une décharge lumineuse anormale, et la chute cathodique V_{ka} peut s'accroître jusqu'à 10^3 V.

L'augmentation de la densité du courant J_a dans la décharge lumineuse anormale est due au bombardement de la cathode par des ions rapides et des atomes neutres et surtout à l'émission photoélectronique à partir de la cathode sous l'action du rayonnement ultraviolet émis par le domaine cathodique de la décharge. Dans ce cas la zone de lumière négative s'élargit, et l'intensité de la lumière s'accroît par suite de l'augmentation du nombre et de l'énergie des électrons. La chute cathodique anormale est liée à la chute cathodique normale par une relation empirique :

$$V_{Ka} = V_{Kn} + \frac{C(J_a - J_n)^{0.5}}{p} \quad (\text{Eq.I-3})$$

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

I-4 APPLICATION DES DECHARGES LUMINESCENTES

Les décharges luminescentes ont de nombreuses applications industrielles. Parmi lesquelles, on cite les applications suivantes :

I-4-1 Pulvérisation et dépôt de couches minces

La cible, constituée du matériau à déposer (Ti par exemple), est placée à la cathode. Un gaz inerte à faible pression (argon) est introduit dans le tube de dérive. L'action du champ électrique sur les électrodes provoque l'ionisation de l'argon de sorte qu'une décharge luminescente classique puisse rapidement s'établir.

Les ions d'argon formés dans la chute cathodique vont, dans ces conditions, interagir avec la cathode provoquant la pulvérisation des atomes de titane. Ces atomes vont ensuite diffuser dans le plasma suivant des directions aléatoires si bien qu'une partie de ces atomes pulvérisés va atteindre l'anode et se déposer sur le substrat en formant une couche mince. Il est clair que le taux de formation des couches minces dépend, en particulier, de la qualité des atomes pulvérisés qui à leur tour dépendent du flux d'ions créé dans la chute cathodique.

A travers cet exemple simplement décrit, on entrevoit la nécessité de maîtriser les caractéristiques de la décharge luminescente pour tenter d'optimiser les rendements du processus (choix du gaz, de la pression, des conditions électriques tension-courant de la décharge, du type d'alimentation RF ou DC, de l'utilisation d'un champ magnétique : système magnétron, etc...).

I-4-2 Pulvérisation et gravure

Si, dans l'exemple précédent, le matériau est pulvérisé sélectivement de la surface en utilisant un masque approprié, il se produit alors un procédé de gravure sèche (bien connu pour ses applications en micro-électronique). Les qualités de la gravure par plasma par rapport à la gravure chimique sont notamment l'anisotropie de la gravure.

En effet, comme la pulvérisation qui se fait par impact ionique se déplace le long des lignes de champ dans la gaine cathodique, on comprend aisément l'obtention de profils de gravure très anisotropes car la cathode (qui est une équipotentielle) est perpendiculaire aux lignes de champ. Le procédé de pulvérisation-gravure peut être aussi obtenu dans une décharge luminescente classique.

Dans ce cas, la maîtrise des paramètres électriques des décharges lumineuses et plus particulièrement de la gaine cathodique est un des éléments essentiels pour optimiser les caractéristiques du procédé.

I-4-3 Nitruration

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

I-4-4 Panneaux à plasma

Ce sont des dispositifs de visualisation à écran plats utilisés pour l'affichage de données numériques ou alphanumériques. Un panneau à plasma est constitué par un ensemble de deux réseaux d'électrodes croisées, l'un en ligne et l'autre en colonne qui sont couverts par une plaque de verre. L'intersection entre deux électrodes perpendiculaires forme ainsi un ensemble de cellules élémentaires. L'espace intérieur du panneau est rempli d'un mélange de gaz rares Ne-Ar pour les panneaux monochromes et He-Xe pour les panneaux polychromes) à une pression d'environ 400 Torr.

Une décharge lumineuse est provoquée dans chaque cellule élémentaire à allumer de sorte qu'une lumineuse apparaisse, alors que dans les cellules à éteindre, on maintient la neutralité électrique. L'un des aspects de l'étude de ces décharges lumineuses de type capacitive (à cause du diélectrique qui s'interpose entre l'électrode métallique et le plasma) consiste à maîtriser les caractéristiques électriques et optiques de la décharge lumineuse en fonction des différents paramètres (mélanges gazeux, géométrie des électrodes, alimentation électriques, etc.).

I-5 MODELES AUTOCHERENTS D'UN PLASMA FROID HORS EQUILIBRE

Les premiers modèles qui ont tenté de décrire la physique d'une décharge luminescente sont les modèles analytiques apparaissant dans les années trente et quarante. Ces théories ont permis d'obtenir les relations entre la chute de potentiel dans la région cathodique V_c , la longueur de la région cathodique d_c et la densité de courant de décharge j dans le régime anormal. Les chercheurs ont établi des relations analytiques entre V_c , d_c et j en supposant la distribution linéaire du champ électrique dans la gaine cathodique ayant été déduite 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. Les premiers résultats numériques sur l'effet de la charge d'espace sur la caractéristique courant-tension sont publiés par [18] et les caractéristiques de la région cathodique publiés par Ward [19]. L'intérêt et l'effort fournis dans ce domaine s'intensifie grâce aux nouvelles applications industrielles. Il s'agit surtout de l'utilisation des décharges et plasmas radiofréquences pour le dépôt et la gravure en micro-électronique. L'accès aux ordinateurs performants a stimulé le développement des modèles numériques permettant la description et les prédictions de plus en plus précises et la compréhension des phénomènes physiques inexpliqués jusqu'à présent. La description d'une décharge dans son ensemble est un problème extrêmement difficile dû à la complexité des phénomènes mis en jeu et à leur couplage.

Il faut tenir compte du couplage entre le transport des particules chargées et le champ électrique (les particules chargées se déplacent dans le champ qui dépend lui même de leurs densités). Cette première étape du modèle est désignée par le modèle électrique 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 les 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 et 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.

I-6 MODELE ELECTRIQUE AUTOCOHERENT : REPRESENTATION MATHEMATIQUE

Un modèle électrique autocohérent 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 .

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}} \quad (\text{Eq.I-4})$$

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

$$\nabla \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\rho(\vec{r}, t)}{\epsilon_0} \quad (\text{Eq.I-5})$$

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 :

$$\chi_i(\vec{r}, t) = \frac{1}{n_i(\vec{r}, t)} \int \chi \cdot f_i(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3v \quad (\text{Eq.I-6})$$

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

$$n_i(\mathbf{r}, t) = \int_{\vec{v}} f_i(\mathbf{r}, \vec{v}, t) d^3v \quad (\text{Eq.I-7})$$

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

I-6-1 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 (I.3) peut être résolue de façon pratique à l'aide des méthodes particulières de types Monte Carlo [20]. Dans les méthodes microscopiques, on considère un ensemble représentatif de particules (typiquement de l'ordre 10^2 à 10^5) et on suit leur trajectoire dans l'espace des phases en traitant les collisions de façon statique et en intégrant les équations classiques du mouvement entre deux collisions.

Cette approche est idéale du point de vue physique. Implicitement, de par leur structure, les techniques particulières permettent une description précise du comportement des particules chargées du plasma pour de larges gammes de fréquences et de pression. Ainsi, la validité des modèles fluides peut être vérifiée grâce aux techniques particulières (Monte Carlo). L'influence des divers termes dans l'expression des moments de l'équation de Boltzmann (modèles fluides) peut aussi être analysée grâce à ces techniques [21]. 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 [22].

Les approches particulières semblent constituer dans ce cas un moyen incontournable de description des phénomènes mis en jeu [23, 24] et particulièrement à basse pression et en régime non collisionnel. Les techniques Monte Carlo représentent aussi un moyen très efficace pour traiter le comportement des espèces chargées dans le plasma à champ électrique intense [25, 26]. L'inconvénient majeur est qu'un temps de calcul relativement important est très souvent nécessaire pour atteindre le régime permanent de décharge.

I-6-2 Modèle fluide

Dans ce modèle, 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 :

$$\frac{\partial n\bar{\chi}}{\partial t} + \nabla_r \cdot \bar{\chi}\vec{v} - n\bar{n}\nabla_v \chi = \int_v \chi \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{col} d^3v \quad (\text{Eq.I-8})$$

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

En pratique, les équations décrivant le transport des particules chargées représentent les moments de l'équation de Boltzmann obtenues en multipliant celle-ci par les grandeurs 1, $\vec{v}$, $(\vec{v} \cdot \vec{v})$, ..., 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 $\chi(\vec{v})$ par 1 dans l'équation (Eq.I-8), on obtient l'équation de continuité :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_r \cdot n\vec{v} = \int_v \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{col} = S \quad (\text{Eq.I-9})$$

Les deux termes gauches de l'équation (Eq.I-9) correspondent respectivement à la dérivée temporelle de la densité et à la divergence du flux ($n\vec{v}$). Le terme de droite de la même expression correspond au terme source ; il caractérise l'ensemble des processus collisionnels de création et de perte de l'espèce considérée.

On définit alors des fréquences de création et de pertes des particules chargées, qui sont en 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 $\chi(\vec{v})$ égal à $m\vec{v}$ dans l'équation (Eq.I-8):

$$\frac{\partial nm\vec{v}}{\partial t} + nm(\vec{v} \cdot \nabla_r) \cdot \vec{v} + \vec{v}(\nabla_r \cdot nm\vec{v}) + \nabla_r P - n\vec{F} = \int_v m\vec{v} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{col} d^3v \quad (\text{Eq.I-10})$$

avec :

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

Les membres gauches de l'équation (Eq.I-10) représentent la variation totale de la quantité de mouvement ($m\vec{v}$) par unité de temps, sous l'effet des forces extérieures $\vec{F}$ et de la pression $\vec{P}$. 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'écrit :

$$nm \left[\frac{d}{dt} + (\vec{v} \cdot \nabla_r) \right] \bar{v} = n\vec{F} - \nabla_r P - S m \bar{v} - nm v_m \bar{v} \quad (\text{Eq.I-11})$$

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 :

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

et

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

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 d'ordre 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.I-8):

$$\frac{1}{2} \frac{\partial nm \bar{v}^2}{\partial t} + \nabla_r \left[\frac{1}{2} nm \overline{(v \cdot v) v} \right] - n \vec{F} \cdot \vec{v} = \int \frac{1}{2} m v^2 \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{col} d^3 v \quad (\text{Eq.I-12})$$

L'expression (Eq.I-12) est une équation scalaire, elle correspond en fait à la trace d'une équation tensorielle obtenue en remplaçant $\chi(\vec{v})$ par $(m\vec{v}\vec{v})$ dans l'équation (Eq.I-8).

Le premier terme du membre gauche correspond à la variation temporelle de l'énergie totale de la particule (énergie d'agitation thermique et énergie cinétique due au mouvement d'ensemble). Le second terme traduit la variation spatiale de l'énergie et le troisième présente 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.I-12), 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 :

I-6-2-1 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 les fréquences moyennes de collisions peuvent être déduits expérimentalement (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 [27], Pedoussat [28], Hamid [29] et Yanallah [30]. Cette approche est utilisée par Fiala et al. [31] et Bouchikhi [32] 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 [33].

I-6-2-2 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 [34] et Belenguer et Bœuf [35], qui utilisent les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann et supposent que la fonction de distribution est maxwellienne pour les électrons.

I-6-2-3 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 lueur négative (ils forment le faisceau mono énergétique) mais donne des résultats physiquement raisonnables. Le modèle à plusieurs groupes d'électrons apporte une amélioration qui permet de tenir compte de la distribution énergétique des électrons rapides. Il est également possible d'utiliser une description microscopique pour le traitement des électrons rapides. On parle alors d'un modèle hybride fluide-particulaire.

I-6-3 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. [33, 31].

Cette approche est aussi utilisée par Cronrath et col., pour décrire les décharges à résonance cyclotron [36]. Borgaerts et col. [21] 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 (voir figure (I-3)).

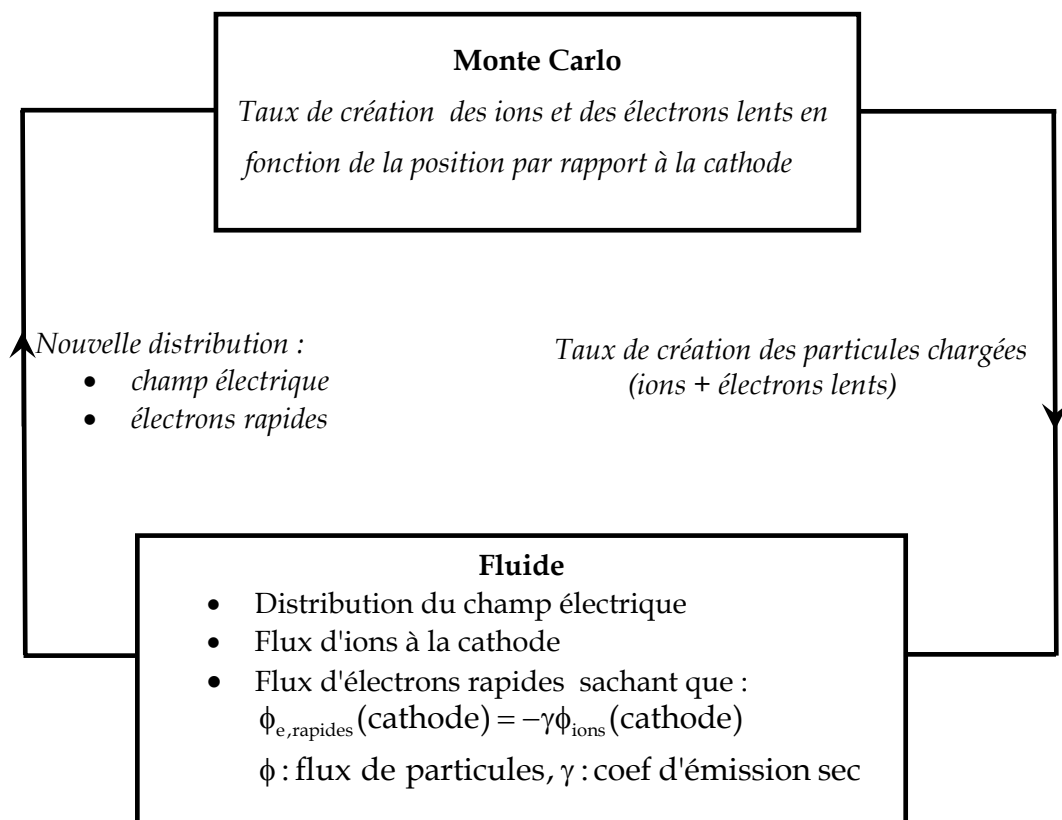


Figure (I-3) : Schématisation du couplage entre le module fluide et le module Monte Carlo dans le modèle hybride élaboré par Bogaerts et al [21].

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 [37], 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 sur la figure (I-3).

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 [38], Hoekstra et Kushner[39] ou encore Hwang et col[40] 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 [38] 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 les comparant 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 [27].

I-7 SIMPLIFICATION DES EQUATIONS 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 d'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 que les fréquences de collision moyennes ne dépendent 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"

$$n_e v_e = n_e \frac{e}{m_e \nu_m} \nabla_r [n_e k T_e] = -n_e \mu_e E - \nabla_r [D_e n_e] \quad (\text{Eq.I-13})$$

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.I-12) pour les électrons peut être ramenée à la forme suivante:

$$\frac{\partial n_e \varepsilon_e}{\partial t} + \frac{5}{3} \nabla_r (n_e \varepsilon_e v_e) + \nabla_r q_e + e n_e v_e E = -n_e v_e \varepsilon_e \quad (\text{Eq.I-14})$$

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:

$$\kappa = \frac{5}{2} n_e D_e \quad (\text{Eq.I-15})$$

Le flux de chaleur peut alors être exprimé par:

$$q_e = -\kappa \nabla_r T_e = -\kappa \frac{2}{3} \nabla_r \varepsilon_e = -\frac{5}{3} n_e D_e \nabla_r \varepsilon_e \quad (\text{Eq.I-16})$$

Avec:

$$\varepsilon_e = \frac{3}{2} k T_e \quad (\text{Eq.I-17})$$

I-7-1 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...).

I-7-2 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 +):

$$\Delta V = -\frac{|e|}{\epsilon_0} (\sum_+ n_+ - \sum_e n_e) \quad (\text{Eq.I-18})$$

et

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}} V \quad (\text{Eq.I-19})$$

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.

I-7-3 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.

I-8 CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce chapitre des généralités sur les caractéristiques électriques et optiques de la décharge luminescente. Nous avons vu que ce type de décharges présente trois régimes qui sont : le régime subnormal, le régime normal, et le régime anormal. On a essayé de montrer à travers quelques exemples d'applications industrielles, le rôle joué par la décharge luminescente dans la mise en œuvre des procédés plasmas. Nous avons aussi introduit dans ce chapitre les modèles physiques qui décrivent la décharge luminescente. Il s'agit des modèles fluide, particulaire et hybride. Enfin, les hypothèses de fermeture du modèle fluide sont données.

Dans le chapitre suivant, nous allons développer le modèle fluide pour décrire la décharge luminescente en présence d'atomes métastables dans un gaz pur et dans un mélange de gaz.

CHAPITRE II

MODELE MATHEMATIQUE EN 1D D'UNE DECHARGE LUMINESCENTE DANS UN GAZ PUR ET DANS UN MELANGE DE GAZ

II-1 INTRODUCTION

L'approximation de la dérive-diffusion est appliquée par plusieurs auteurs [41-45] pour la description physique d'une décharge lumineuse. Néanmoins dans ce chapitre nous allons étendre ce modèle aussi bien pour un gaz pur que pour un mélange de gaz, en introduisant plusieurs processus chimiques. Dans une première étape, nous allons donner les équations de transport dans un gaz pur, où on va expliquer comment déterminer le terme source convenable au processus chimique et son énergie. Cette étape est indispensable pour déterminer le terme source dans le cas d'un mélange de gaz. La deuxième étape est consacrée à la méthode de résolution du système d'équations, il s'agit de la méthode de différences finies à un schéma exponentiel. Ensuite, nous allons présenter l'outil principal pour la détermination de données de base électroniques dans un gaz pur ainsi que dans un mélange de gaz. Les données de base ioniques que nous allons chercher dans la littérature sont également nécessaires pour la description de la décharge. Enfin, nous allons donner un organigramme synoptique de la résolution du présent-modèle.

II-2 EQUATION DE TRANSPORT DANS UN GAZ PUR POUR LE MODELE 1D

La décharge dans un gaz pur (A) s'effectue selon des processus chimiques, parmi lesquels on trouve le processus d'ionisation (Ré.II-1), qui joue un rôle principale pour créer la décharge dans un gaz. On trouve aussi le processus d'excitation (Ré.II-2), le processus

de désexcitation (Ré.II-3), la collision élastique (Ré.II-4) et le processus de chimio-ionisation (Ré.II-5), l'ionisation d'atomes métastables (Ré.II-6) ainsi que le processus due à la radiation (Ré.II-7).



L'équation de transport pour les électrons, est de la forme suivante :

A) Pour les électrons

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

$$n_e v_e = \phi_e = -\mu_e E n_e - \frac{\partial D_e n_e}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-2})$$

Le terme source des électrons S_e est calculé à partir des présents processus dans la décharge. Si on considère uniquement le processus d'ionisation, la détermination de ce terme est bien détaillé sur la figure (II-1), et comme il existe plusieurs processus qui produisent les électrons (ionisation, chimio ionisation et ionisation d'atomes métastable), le terme source des électrons S_e est donné par l'équation (Eq.II-3).

$$S_e = n_e(n_o K_o^{io} + n_m K_m^{io}) + n_m n_m K^{ci} \quad (\text{Eq.II-3})$$

B) Pour les ions

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \frac{\partial n_+ v_+}{\partial x} = S_+ \quad (\text{Eq.II-4})$$

$$n_+ v_+ = \phi_+ = \mu_+ E n_+ - \frac{\partial D_+ n_+}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-5})$$

Le terme source des ions positifs, représente le gain et la perte des ions positifs dans la décharge, généralement il est équivalent au terme source des électrons $S_+ = S_e$, d'où:

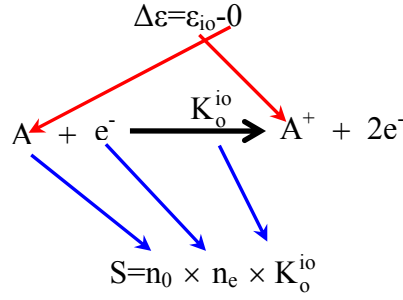


Figure (II-1): Diagramme synoptique, explique la détermination du terme source et son énergie accompagnée sous le processus chimique

$$S_+ = n_e (n_0 K_o^{io} + n_m K_m^{io}) + n_m n_m K^{ci} \quad (\text{Eq.II-6})$$

C) Pour les atomes métastables

$$\frac{\partial n_m}{\partial t} + \frac{\partial \phi_m}{\partial x} = S_m \quad (\text{Eq.II-7})$$

$$\phi_m = -D_m \frac{\partial n_m}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-8})$$

Le terme source des atomes métastables S_m est calculé à partir des processus chimiques qui produisent les atomes excités et ceux qui les absorbent, d'où :

$$S_m = n_e (n_0 K_o^m - n_m K_m^o - n_m K_m^{io}) - 2n_m n_m K^{ci} - \frac{n_m}{\tau_m} \quad (\text{Eq.II-9})$$

D) Pour l'énergie électronique

L'écriture de l'équation de transport d'énergie électronique [46-47] est modifiée, de façon à pouvoir la résoudre exactement comme les équations de continuité. Les équations d'énergies électroniques sont données par les relations suivantes:

$$\frac{\partial n_e \varepsilon_e}{\partial t} + \frac{5}{3} \frac{\partial \phi_e}{\partial x} = S_e \quad (\text{Eq.II-10})$$

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

Le terme source d'énergie électronique S_e est composé de deux termes, l'un est appelé le terme de l'échauffement sous l'effet du champ électrique et l'autre est dit le terme du refroidissement. Ce dernier est calculé à partir du produit entre le terme source de particules chargées et non chargées avec leur énergie accompagnée par le processus convenable (voir figure (II-1)), d'où:

$$S_e = -e\phi_e E + \varepsilon^m n_e n_m K_m^o + \varepsilon^{ci} n_m n_m K^{ci} - n_e P^{ec} - n_e (\varepsilon^m n_o K_o^m + \varepsilon^{io} n_o K_o^{io} + (\varepsilon^{io} - \varepsilon^m) n_m K_m^{io}) \quad (\text{Eq.II-12})$$

E) champ électrique

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

$$\nabla E = \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{|e|}{\varepsilon_0} (n_+ - n_e) \quad (\text{Eq.II-13})$$

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

$$E = -\nabla V = -\frac{\partial V}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-14})$$

II-3 EQUATION DE TRANSPORT DANS UN MELANGE DE GAZ POUR LE MODELE 1D

La décharge dans un mélange de gaz A/B s'effectue selon les processus chimiques cités précédemment ((Ré.II-1) jusqu'à (Ré.II-7)) convenable à chacun des gaz A et B. Par conséquent, on aboutit aux réactions ((Ré.II-8) jusqu'à (Ré.II-14)). En outre, la décharge dans le mélange A/B est caractérisée par un processus chimio-ionisation-désexcitation, qui est indiquée par la réaction (Ré.II-15).



Si on considère le mélange (90%A-10%B) et en tenant compte de tous les processus chimiques qui sont mentionnés ci-dessus et à partir du digramme synoptique (voir figure (II-1)) qui sert à calculer le terme source et son énergie. Par conséquent, l'écriture de l'équation de transport pour les ions positifs du gaz A et B, les atomes métastables du gaz

A et B, les électrons et l'équation de l'énergie électronique ainsi que l'équation de poisson s'écrivent comme suit:

F) Pour les ions positifs du gaz A

$$\frac{\partial n_+^A}{\partial t} + \frac{\partial n_+^A v_+^A}{\partial x} = S_+^A \quad (\text{Eq.II-15})$$

$$n_+^A v_+^A = \phi_+^A = \mu_+^A E n_+^A - \frac{\partial D_+^A n_+^A}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-16})$$

En tenant compte de la portion du gaz A dans le mélange (90%) et de la même manière que nous avons calculé le terme source des ions positifs dans un gaz pur, on trouve le terme S_+^A (voir tableau (II-1)):

$$S_+^A = n_e (0.9 n_o K_{io}^A + n_m^A K_{mi}^A) + n_m^A n_m^A K_{ci}^A \quad (\text{Eq.II-17})$$

Ré.II-1	Ré.II-5	Ré.II-6
$0.9 n_o n_e K_{io}^A$	$n_m^A n_m^A K_{ci}^A$	$n_e n_m^A K_{mi}^A$
ε_{io}^A	$\varepsilon_{ci}^A = \varepsilon_{io}^A - 2\varepsilon_m^A$	$\varepsilon_{io}^A - \varepsilon_m^A$

Tableau (II-1): Expression mathématique du terme source des ions positifs du gaz A dans le mélange et son énergie.

G) Pour les ions positifs du gaz B

$$\frac{\partial n_+^B}{\partial t} + \frac{\partial n_+^B v_+^B}{\partial x} = S_+^B \quad (\text{Eq.II-18})$$

$$n_+^B v_+^B = \phi_+^B = \mu_+^B E n_+^B - \frac{\partial D_+^B n_+^B}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-19})$$

Prenant en compte le rapport du gaz B dans le mélange qui est de 10% et sachant que le processus chimio-ionisation-désexcitation sert à produire les ions positifs du gaz B (voir tableau (II-2)), le terme source s'écrit :

$$S_+^B = n_e (0.1 n_o K_{io}^B + n_m^B K_{mi}^B) + n_m^B n_m^B K_{ci}^B + 0.1 n_o n_m^A K_{ci}^{AB} \quad (\text{Eq.II-20})$$

H) Pour les électrons

Les équations de transport des électrons dans le mélange A/B sont comme suit:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial n_e v_e}{\partial x} = S_e \quad (\text{Eq.II-21})$$

$$n_e v_e = \phi_e = -\mu_e E n_e - \frac{\partial D_e n_e}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-22})$$

Ré.II-8	Ré.II-12	Ré.II-15	Ré.II-13
$0.1n_0 n_e K_{io}^B$	$n_m^B n_m^B K_{ci}^B$	$0.1n_0 n_m^A K_{ci}^{AB}$	$n_e n_m^B K_{mi}^B$
ε_{io}^B	$\varepsilon_{ci}^B = \varepsilon_{io}^B - 2\varepsilon_m^B$	$\varepsilon_{ci}^{AB} = \varepsilon_{io}^B - \varepsilon_m^A$	$\varepsilon_{io}^B - \varepsilon_m^B$

Tableau (II-2): Expression mathématique du terme source des ions positifs du gaz B dans le mélange et son énergie

Le terme source des électrons S_e dans le mélange A/B est créé à partir de la contribution de deux gaz A et B, d'où.

$$S_e = S_+^A + S_+^B \quad (\text{Eq.II-23})$$

I) Pour les atomes métastables du gaz A

$$\frac{\partial n_m^A}{\partial t} + \frac{\partial \phi_m^A}{\partial x} = S_m^A \quad (\text{Eq.II-24})$$

$$\phi_m^A = -D_m^A \frac{\partial n_m^A}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-25})$$

La détermination du terme source d'atomes métastables du gaz A dans le mélange est mentionné sur le tableau (II-3), d'où:

$$S_m^A = n_e (0.9n_0 K_{ex}^A - n_m^A K_{dex}^A - n_m^A K_{mi}^A) - 2n_m^A n_m^A K_{ci}^A - \frac{n_m^A}{\tau_m^A} - 0.1n_0 n_m^A K_{ci}^{AB} \quad (\text{Eq.II-26})$$

Ré.II-2	Ré.II-3	Ré.II-5	Ré.II-7	Ré.II-6	Ré.II-15
$0.9n_0 n_e K_{ex}^A$	$n_e n_m^A K_{dex}^A$	$2n_m^A n_m^A K_{ci}^A$	$\frac{n_m^A}{\tau_m^A}$	$n_e n_m^A K_{mi}^A$	$0.1n_0 n_m^A K_{ci}^{AB}$
ε_m^A	$-\varepsilon_m^A$	$\varepsilon_{ci}^A = \varepsilon_{io}^A - 2\varepsilon_m^A$	-----	$\varepsilon_{io}^A - \varepsilon_m^A$	$\varepsilon_{ci}^{AB} = \varepsilon_{io}^B - \varepsilon_m^A$

Tableau (II-3): Expression mathématique du terme source d'atomes métastables du gaz A dans le mélange et son énergie.

J) Pour les atomes métastables du gaz B

$$\frac{\partial n_m^B}{\partial t} + \frac{\partial \phi_m^B}{\partial x} = S_m^B \quad (\text{Eq.II-27})$$

$$\phi_m^B = -D_m^B \frac{\partial n_m^B}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-28})$$

Le terme source des atomes métastables du gaz B dans le mélange est présenté sur le tableau (II-4), d'où :

$$S_m^B = n_e (0.1 n_o K_{ex}^B - n_m^B K_{dex}^B - n_m^B K_{mi}^B) - 2 n_m^B n_m^B K_{ci}^B - \frac{n_m^B}{\tau_m^B} \quad (\text{Eq.II-29})$$

Ré.II-9	Ré.II-10	Ré.II-12	Ré.II-14	Ré.II-13
$0.1 n_o n_e K_{ex}^B$	$n_e n_m^B K_{dex}^B$	$2 n_m^B n_m^B K_{ci}^B$	$\frac{n_m^B}{\tau_m^B}$	$n_e n_m^B K_{mi}^B$
ε_m^B	$-\varepsilon_m^B$	$\varepsilon_{ci}^B = \varepsilon_{io}^B - 2\varepsilon_m^B$	-----	$\varepsilon_{io}^B - \varepsilon_m^B$

Tableau (II-4): Expression mathématique du terme source d'atomes métastables du gaz B dans le mélange et son énergie

K) Pour l'énergie électronique dans le mélange

Les équations d'énergies électroniques dans le mélange sont données par:

$$\frac{\partial n_e \varepsilon_e}{\partial t} + \frac{5}{3} \frac{\partial \phi_e}{\partial x} = S_\varepsilon \quad (\text{Eq.II-30})$$

$$\phi_e = -\mu_e E n_e \varepsilon_e - \frac{\partial D_e n_e \varepsilon_e}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-31})$$

Le terme source d'énergie électronique dans le mélange se calcule de la même manière que dans le cas d'un gaz pur, en tenant compte de la présence des deux gaz A et B, d'où:

$$\begin{aligned} S_{ee} = & -e \varphi_e E + \varepsilon_m^B n_e n_m^B K_{dex}^B + \varepsilon_m^A n_e n_m^A K_{dex}^A + \varepsilon_{ci}^B n_m^B n_m^B K_{ci}^B + \varepsilon_{ci}^A n_m^A n_m^A K_{ci}^A + \\ & \varepsilon_{ci}^{AB} n_m^A 0.1 n_o K_{ci}^{AB} - n_e P_{ec}^B - n_e P_{ec}^A - n_e (\varepsilon_m^B 0.1 n_o K_{ex}^B + \varepsilon_{io}^B 0.1 n_o K_{io}^B + \\ & (\varepsilon_{io}^B - \varepsilon_m^B) n_m^B K_{mi}^B + (\varepsilon_{io}^A - \varepsilon_m^A) n_m^A K_{mi}^A + \varepsilon_m^A 0.9 n_o K_{ex}^A + \varepsilon_{io}^A 0.9 n_o K_{io}^A) \end{aligned} \quad (\text{Eq.II-32})$$

L) champ électrique dans le mélange

La charge d'espace dans le mélange A/B prend en considération les ions positifs du gaz A et B, d'où l'écriture de l'équation de Poisson sera de la forme suivante:

$$\nabla E = \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{|e|}{\epsilon_0} (n_+^A + n_+^B - n_e) \quad (\text{Eq.II-33})$$

II-4 REPRESENTATION DE LA GRILLE

La représentation de la grille numérique dans notre modèle repose sur l'approche utilisée originalement pour la modélisation des semi-conducteurs, décrite par Scharfetter et Gummel [37] et Becker et al. [46]. 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-2) et (II-3). Dans ce qui suit, nous allons présenter la discrétisation des équations de transport, l'équation de l'énergie et l'équation de Poisson en géométrie monodimensionnelle. Dans les expressions discrétisées, les indices i et k sont respectivement les indices de position x et du temps t . L'équation de transport est résolue dans un domaine D (voir figure (II-2)) que l'on peut discrétiser en mailles élémentaires.

On résout cette équation pour les ions qui se déplacent de $x=d$ vers $x=0$ (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 considérera dans le système d'équations trois densités ; électronique, ionique et densité d'énergie (n_e , n_+ et $n_e \epsilon_e$). En fait, dans le cas d'un gaz pur et d'un mélange de deux gaz, le système d'équations comprend quatre densités. 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 point de la grille spatiale.

Ce schéma présente une stabilité numérique appréciable [48], car il permet de décrire à la fois les conditions de champ faible (plasma, dominé par la diffusion) et de champ électrique fort (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 selon le modèle fluide unidimensionnel élaboré.

Pour résoudre les équations de conservations hydrodynamiques, nous considérons les électrodes planes, parallèles et infinies. Ce qui rend la composante transversale de la décharge négligeable ce qui nous permet de traiter la décharge d'une façon unidimensionnelle.

Les origines des coordonnées sont prises à la surface de la cathode. Les directions des particules seront négatives quand elles entraînent un déplacement opposé au sens du champ électrique: 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 des électrons et ions et l'équation de l'énergie ont des formes semblables. Afin de résoudre ces équations sur un domaine $\mathbf{D}$, on établit un réseau de mailles qui le couvre.

Le domaine $\mathbf{D}$, est donc défini par :

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

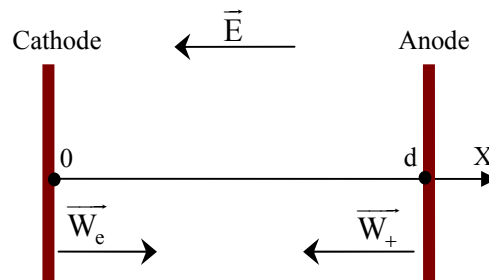


Figure (II-2): *Domaine d'étude $\mathbf{D}$*

Les pas de calcul dans le temps (Δt) et dans l'espace (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-2) appartenant au domaine d'étude est défini par ses coordonnées (x_i, t_k) .

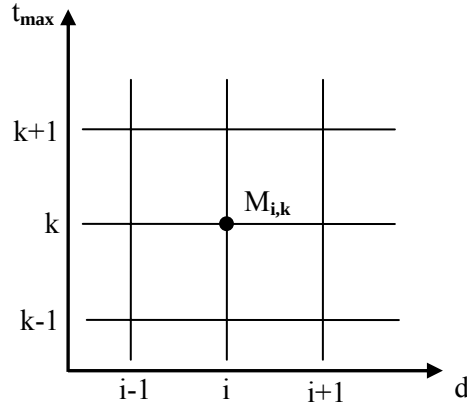


Figure (II-3): Discretisation des équations fluide-Poisson

II-4-1 Discretisation de l'équations de transport

L'équation de transport de particule chargée à résoudre est de la forme:

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial n(x,t)W(x,t)}{\partial x} - \frac{\partial^2 n(x,t)D(x,t)}{\partial x^2} = S(x,t) \quad (\text{Eq.II-34})$$

Cette équation peut encore s'écrire :

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial \phi(x,t)}{\partial x} = S(x,t) \quad (\text{Eq.II-35})$$

Avec:

$$\phi(x,t) = n(x,t)W(x,t) - \frac{\partial n(x,t)D(x,t)}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-36})$$

$\phi(x,t)$ peut aussi s'écrire :

$$\phi(x,t) = n(x,t)D(x,t) \frac{W(x,t)}{D(x,t)} - \frac{\partial n(x,t)D(x,t)}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-37})$$

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

$$\phi(x,t) = y(x,t) \frac{W(x,t)}{D(x,t)} - \frac{\partial y(x,t)}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-38})$$

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) :

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

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

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

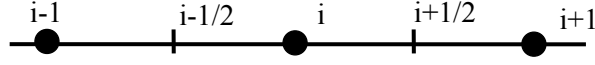


Figure (II-4): la maille élémentaire du modèle 1D

Sur l'intervalle considéré ci-dessus, l'équation (Eq.II-38) peut s'écrire :

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

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:

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

y_0 étant une constante que l'on va déterminer. On écrit l'expression de $\phi_{1/2}$ en fonction de $y(x_i, t)$ et $y(x_{i+1}, t)$

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

$$y_0 = \left[y(x_i, t) - \frac{D_{1/2}}{W_{1/2}} \phi_{1/2} \right] \exp\left(-\frac{W_{1/2}}{D_{1/2}} x_i\right)$$

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

$$y(x, t) = \left[y(x_i, t) - \frac{D_{1/2}}{W_{1/2}} \phi_{1/2} \right] \exp\left(\frac{W_{1/2}}{D_{1/2}} (x - x_i)\right) + \frac{D_{1/2}}{W_{1/2}} \phi_{1/2} \quad (\text{Eq.II-39})$$

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

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

Finalement, $\phi_{1/2} = \phi(x_{i+1/2}, t)$ s'écrit :

$$\phi_{1/2} = \frac{y(x_{i+1}, t) - y(x_i, t) \exp\left(\frac{W_{1/2}}{D_{1/2}} \Delta x_+\right)}{\frac{D_{1/2}}{W_{1/2}} \left[1 - \exp\left(\frac{W_{1/2}}{D_{1/2}} \Delta x_+\right) \right]} \quad (\text{Eq.II-40})$$

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

On peut de la même manière déduire l'expression de $\phi_{-1/2} = \phi(x_{i-1/2}, t)$ en fonction de $y(x_i, t)$ et $y(x_{i-1}, t)$:

$$\phi_{-1/2} = \frac{y(x_i, t) - y(x_{i-1}, t) \exp\left(\frac{W_{-1/2}}{D_{-1/2}} \Delta x_{-}\right)}{\frac{D_{-1/2}}{W_{-1/2}} \left[1 - \exp\left(\frac{W_{-1/2}}{D_{-1/2}} \Delta x_{-}\right)\right]} \quad (\text{Eq.II-41})$$

Avec $\Delta x_{-} = x_i - x_{i-1}$, $W(x_{i-1/2}, t) = W_{-1/2}$ et $D(x_{i-1/2}, t) = D_{-1/2}$

Connaissant $\phi(x_{i+1/2}, t)$ et $\phi(x_{i-1/2}, t)$ 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} .

$$\left. \frac{\partial n(x, t)}{\partial t} \right|_i^k = \frac{n(x_i, t_{k+1}) - n(x_i, t_k)}{t_{k+1} - t_k} = \frac{n(x_i, t_{k+1}) - n(x_i, t_k)}{\Delta t} \quad (\text{Eq.II-42})$$

$$\left. \frac{\partial \phi(x, t)}{\partial x} \right|_i^{k+1} = \frac{\phi(x_{i+1/2}, t_{k+1}) - \phi(x_{i-1/2}, t_{k+1})}{x_{i+1/2} - x_{i-1/2}} = \frac{\phi(x_{i+1/2}, t_{k+1}) - \phi(x_{i-1/2}, t_{k+1})}{\Delta x_i} \quad (\text{Eq.II-43})$$

Avec $\Delta x_i = x_{i+1/2} - x_{i-1/2}$

Le terme source $S(x, t)$ s'écrit au même point (x_i, t_k)

$$S(x, t) = S(x_i, t_k)$$

Pour simplifier l'écriture on utilise les notations suivantes:

$$A_{+} = \frac{D_{1/2}}{W_{1/2}} \left[1 - \exp\left(\frac{W_{1/2}}{D_{1/2}} \Delta x_{+}\right)\right] \quad (\text{Eq.II-44})$$

$$A_{-} = \frac{D_{-1/2}}{W_{-1/2}} \left[1 - \exp\left(\frac{W_{-1/2}}{D_{-1/2}} \Delta x_{-}\right)\right] \quad (\text{Eq.II-45})$$

On obtient finalement:

$$\begin{aligned} & n(x_{i-1}, t_{k+1}) \left[\exp\left(\frac{W_{-1/2}}{D_{-1/2}} \Delta x_{-}\right) D(x_{i-1}, t_{k+1}) \frac{1}{A_{-} \Delta x_i} \right] + \\ & n(x_i, t_{k+1}) \left[\frac{1}{\Delta t} - D(x_i, t_{k+1}) \left(\exp\left(\frac{W_{1/2}}{D_{1/2}} \Delta x_{+}\right) \frac{1}{A_{+} \Delta x_i} + \frac{1}{A_{-} \Delta x_i} \right) \right] + \\ & n(x_{i+1}, t_{k+1}) \left[\frac{D(x_{i+1}, t_{k+1})}{A_{+} \Delta x_i} \right] = S(x_i, t_k) + n(x_i, t_k) \frac{1}{\Delta t} \end{aligned} \quad (\text{Eq.II-46})$$

Cette équation (Eq.II-46) montre que $n(x_i, t_k)$ connue à l'instant k et les trois densités $n(x_i, t_{k+1})$, $n(x_{i-1}, t_{k+1})$ et $n(x_{i+1}, t_{k+1})$ sont inconnues à l'instant $k+1$.

L'équation (Eq.II-46) est valable pour les électrons et les ions positifs, ils se différencient uniquement dans l'expression de la vitesse W , où ont pris en considération le sens des particules chargées, c'est-à-dire le sens des électrons est opposé au sens des ions positifs.

II-4-2 Discrétisation de l'équation de l'énergie électronique

L'équation de l'énergie électronique à résoudre est de la forme :

$$\frac{\partial n_e(x, t) \varepsilon_e(x, t)}{\partial t} + \frac{5}{3} \frac{\partial \phi_e(x, t)}{\partial x} = S_e(x, t) \quad (\text{Eq.II-47})$$

Avec:

$$\phi_e(x, t) = n_e(x, t) \varepsilon_e(x, t) W(x, t) - \frac{\partial n_e(x, t) \varepsilon_e(x, t) D_e(x, t)}{\partial x} \quad (\text{Eq.II-48})$$

Les équations (Eq.II-47 et Eq.II-48) sont strictement semblables à l'équation de transport de particules chargées. Donc, la démarche de la discrétisation est faite de la même manière.

D'où l'équation de l'énergie électronique discrétisée est donnée par la formule suivante:

$$\begin{aligned} & n_e(x_{i-1}, t_{k+1}) \varepsilon_e(x_{i-1}, t_{k+1}) \left[\frac{5}{3} \exp\left(\frac{W_{-1/2}}{D_{-1/2}} \Delta x_- \right) D(x_{i-1}, t_{k+1}) \frac{1}{A_- \Delta x_i} \right] + \\ & n_e(x_i, t_{k+1}) \varepsilon_e(x_i, t_{k+1}) \left[\frac{1}{\Delta t} - D(x_i, t_{k+1}) \frac{5}{3} \left(\exp\left(\frac{W_{1/2}}{D_{1/2}} \Delta x_+ \right) \frac{1}{A_+ \Delta x_i} + \frac{1}{A_- \Delta x_i} \right) \right] + \quad (\text{Eq.II-49}) \\ & n_e(x_{i+1}, t_{k+1}) \varepsilon_e(x_{i+1}, t_{k+1}) \left[\frac{5}{3} \frac{D(x_{i+1}, t_{k+1})}{A_+ \Delta x_i} \right] = S_e(x_i, t_k) + \frac{n_e(x_i, t_k) \varepsilon_e(x_i, t_k)}{\Delta t} \end{aligned}$$

L'équation (Eq.II-49) montre que le terme de droite est connu à l'instant k et le produit $n_e \times \varepsilon_e$ est inconnu à l'instant $k+1$.

II-4-3 Discrétisation de l'équation de transport d'atomes métastables

L'équation de transport d'atomes métastables dans le modèle 1D est de la forme suivante :

$$\frac{\partial n_m}{\partial t} - D_m \frac{\partial^2 n_m}{\partial x^2} = S_m \quad (\text{Eq.II-50})$$

Le premier terme est discrétisé dans le temps par la méthode de différence finie droite, d'où on obtient :

$$\left. \frac{\partial n_m}{\partial t} \right|_i^k = \frac{n_m(x_i, t_{k+1}) - n_m(x_i, t_k)}{\Delta t}$$

Le deuxième terme est discrétisé dans l'espace par la méthode de différence finie centrée, d'où on obtient :

$$\left. \frac{\partial^2 n_m}{\partial x^2} \right|_i^k = \frac{n_m(x_{i-1}, t_k) - 2n_m(x_i, t_k) + n_m(x_{i+1}, t_k)}{\Delta x^2}$$

D'où L'équation (Eq.II-50) devienne:

$$\begin{aligned} & -\frac{D_m}{\Delta x^2} n_m(x_{i-1}, t_{k+1}) + \left(\frac{2D_m}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta t} \right) n_m(x_i, t_{k+1}) - \frac{D_m}{\Delta x^2} n_m(x_{i+1}, t_{k+1}) \\ & = S_m(x_i, t_k) + \frac{n_m(x_i, t_k)}{\Delta t} \end{aligned} \quad (\text{Eq.II-51})$$

L'équation (Eq.II-51) montre que le terme de droite est connu à l'instant k et les densités d'atomes métastables $n_m|_{i-1}^{k+1}$, $n_m|_i^{k+1}$ et $n_m|_{i+1}^{k+1}$ sont inconnues à l'instant k+1.

II-4-4 Discrétisation de l'équation de Poisson

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

$$\Delta V(x_i, t_{k+1}) = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_+(x_i, t_k) - n_e(x_i, t_k)) \quad (\text{Eq.II-52})$$

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

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

Avec $\left. \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right|_i^{k+1} = \frac{V(x_{i-1}, t_{k+1}) - 2V(x_i, t_{k+1}) + V(x_{i+1}, t_{k+1})}{\Delta x^2}$

L'équation (Eq.II-52) devient :

$$V(x_{i-1}, t_{k+1}) - 2V(x_i, t_{k+1}) + V(x_{i+1}, t_{k+1}) = \Delta x^2 \rho(x_i, t_k) \quad (\text{Eq.II-53})$$

L'équation (Eq.II-53) montre que le terme de droite 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.

Les équations précédentes (Eq.II-46, Eq.II-49, Eq.II-51 et Eq.II-53) sont de la forme :

$$a_i n(x_{i-1}, t_{k+1}) + b_i n(x_i, t_{k+1}) + c_i n(x_{i+1}, t_{k+1}) = d_i \quad (\text{Eq.II-54})$$

L'équation (Eq.II-54) est donc un système linéaire à matrice tridiagonale qui peut être résolue par l'algorithme de Thomas, cet algorithme est bien détaillé dans le prochain paragraphe.

II-4-5 La méthode de résolution dans le code 1D

Les équations utilisées dans le code 1D sont les équations discrétisées 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 cinq (Eq.II-46 pour les électrons et les ions, Eq.II-49, Eq.II-51 et Eq.II-53). Chaque équation est de la forme suivante :

$$a_i G_{i-1}^{k+1} + b_i G_i^{k+1} + c_i G_{i+1}^{k+1} = d_i. \quad (\text{Eq.II-55})$$

L'équation (Eq.II-55) est donc un système linéaire à matrice tridiagonale. Parmi les méthodes de résolution nous avons choisir une méthode rapide et fiable, c'est l'algorithme de Thomas. La maille élémentaire du système d'équations (Eq.II-55) est donnée par la figure (II-5).

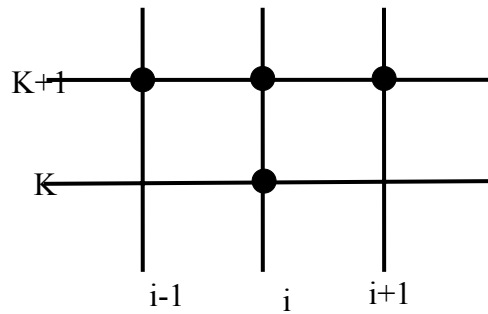


Figure (II-5): Maille élémentaire du système (Eq.II-55)

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

$$\begin{cases} b_1 G_2 + c_1 G_3 = d_1 \\ a_i G_{i-1} + b_i G_i + c_i G_{i+1} = d_i \\ a_{nx-1} G_{nx-2} + b_{nx-1} G_{nx-1} = d_{nx-1} \end{cases} \quad (\text{Eq.II-56})$$

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 les plus efficaces de résolution des matrices tridiagonales, on trouve les méthodes directes à double balayage utilisant l'algorithme de Thomas [49].

On définit les termes α_i et β_i tels que:

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_i = -\frac{c_i}{a_i \cdot \alpha_{i-1} + b_i} \\ \beta_i = \frac{d_i - a_i \beta_{i-1}}{a_i \cdot \alpha_{i-1} + b_i} \end{array} \right. \quad \text{Avec} \quad \left\{ \begin{array}{l} \alpha_1 = -\frac{c_1}{b_1} \\ \beta_1 = \frac{d_1}{b_1} \end{array} \right. \quad (\text{Eq.II-57})$$

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

$$\left\{ \begin{array}{l} G_{nx-1} = \beta_{nx-1} \\ G_i = \beta_i + \alpha_i G_{i+1} \end{array} \right. \quad (\text{Eq.II-58})$$

L'équation (Eq.II-57) 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-58) en commençant par G_{nx-1} et en progressant par valeurs décroissantes de l'indice i jusqu'à G_2 . De cette façon, on obtiendra les valeurs de la grandeur G en tout point du domaine de définition.

II-5 LOGICIEL BOLSIG+ ET LES DONNEES DE BASE

Dans cette section, nous allons définir le logiciel BOLSIG+ et sa méthode de fonctionnement. Les paramètres de transport et les coefficients du processus en fonction de l'énergie électronique d'un gaz pur ou d'un mélange de gaz sont déterminés à partir du logiciel. Il s'agit de la mobilité et le coefficient de diffusion électroniques, les coefficients d'ionisation et de l'excitation ainsi que le coefficient de désexcitation.

II-5-1 Définition

Le logiciel BOLSIG+ est un outil numérique développé par G. J. M. Hagelaar et L. C. Pitchford [50] dans le laboratoire de Laplace Toulouse-France. Ce logiciel permet de donner les paramètres de transport du gaz et les coefficients du processus chimique en fonction du champ électrique réduit ou de l'énergie électronique.

II-5-2 Méthode de fonctionnement du logiciel

Tout d'abord, on introduit les sections efficaces des gaz à partir d'une base de données (Read Collision). Ensuite, on exécute l'opération à partir du bouton (New Run). On sélectionne la gamme d'énergie électronique, à titre d'exemple de 2 jusqu'à 40 eV. Puis, on introduit la température du gaz en Kelvin et le degré d'ionisation, généralement ce degré est compris entre 10^{-6} et 10^{-3} . Finalement on clique sur le bouton (Run) et on sauvegarde le fichier.

II-5-3 Coefficient d'émission secondaire à la cathode

Le coefficient d'émission secondaire γ représente le nombre d'électrons émis par particule incidente. Ce coefficient définit la probabilité qu'un électron soit émis lorsqu'une particule entre en collision avec la surface délimitant le plasma. Il fait partie des nombreux processus d'entretien de la décharge permettant de compenser les pertes électroniques aux parois. Des particules comme les ions positifs, les neutres rapides, les neutres excités, les photons, peuvent être à l'origine de l'émission d'électrons secondaire.

Le coefficient d'émission secondaire varie en fonction du type de particule, de son énergie et de la nature du matériau (composition et structure) de la cathode. Dans notre travail, l'émission d'électrons de la surface cathodique est provoquée uniquement par le bombardement ionique avec un coefficient d'émission secondaire γ constant, les valeurs de γ pour différents gaz sont reportés sur le tableau (II-5).

Gaz	γ	Réfs.
He	0.3	[23]
Ar	0.06	[51]
Ne	0.26	[52]
Xe	0.03	[53]

Tableau (II-5): les valeurs de coefficient d'émission secondaire pour différents gaz

II-5-4 Données de base ionique dans les gaz purs

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les paramètres de transport des ions positifs dans leur gaz parent en fonction du champ électrique réduit. La température du gaz est toujours fixée à 300 K.

La vitesse de dérive des ions positifs Ar^+ dans l'Argon est donnée par la relation de Phelps et Petrović [51] comme suit:

$$w_{\text{Ar}^+}^{\text{Ar}} = \frac{4E / n_0}{((1 + (0.007E / n_0)^{1.5})^{0.33}} \quad (\text{Eq.II-59})$$

$w_{\text{Ar}^+}^{\text{Ar}}$ en (m/s) avec E/n_0 en Td.

La figure (II-6) représente la vitesse de dérive des ions positifs dans l'Argon en fonction du champ électrique réduit (E/n_0). On remarque que les vitesses de dérive calculées par Phelps et Petrović [51] et par Himoudi [54] sont en bon accord avec celles mesurées par Ellis et al [55]. Dans la gamme du champ électrique réduit de 4×10^3 à 8×10^3 Td, on observe que la vitesse de dérive de Himoudi [54] est légèrement supérieure à celle calculée par Phelps et Petrović [11]. Cette divergence influe directement sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique. Bouchikhi [17] a montré que la relation de Phelps et Petrović [51] est bien adaptée au modèle fluide par rapport à celle donnée par Himoudi [54].

Le coefficient de diffusion des ions est calculé à partir de la mobilité des ions positifs dans le gaz en utilisant la relation d'Einstein :

$$D_{\text{gaz}^+}^{\text{gaz}} = \frac{\mu_{\text{gaz}^+}^{\text{gaz}} K_B T}{e} \quad (\text{Eq.II-60})$$

Avec T est la température du gaz en Kelvin et K_B est la constante de Boltzmann.

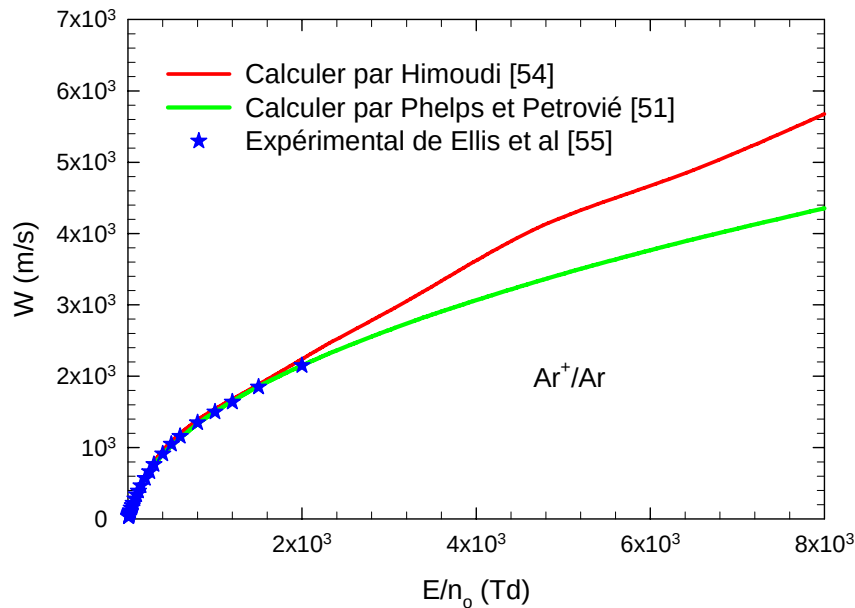


Figure (II-6): Vitesse de dérive des ions Ar^+ dans Ar en fonction du champ électrique réduit.

La figure (II-7) représente le coefficient de diffusion ionique dans l'Argon en fonction du champ électrique réduit, l'un est calculé par Himoudi et l'autre à partir de la relation d'Einstein. Dans la gamme du champ électrique réduit de 10^2 à 10^3 Td, On remarque qu'ils se divergent mais pas d'une façon considérable dans l'ordre de grandeur.

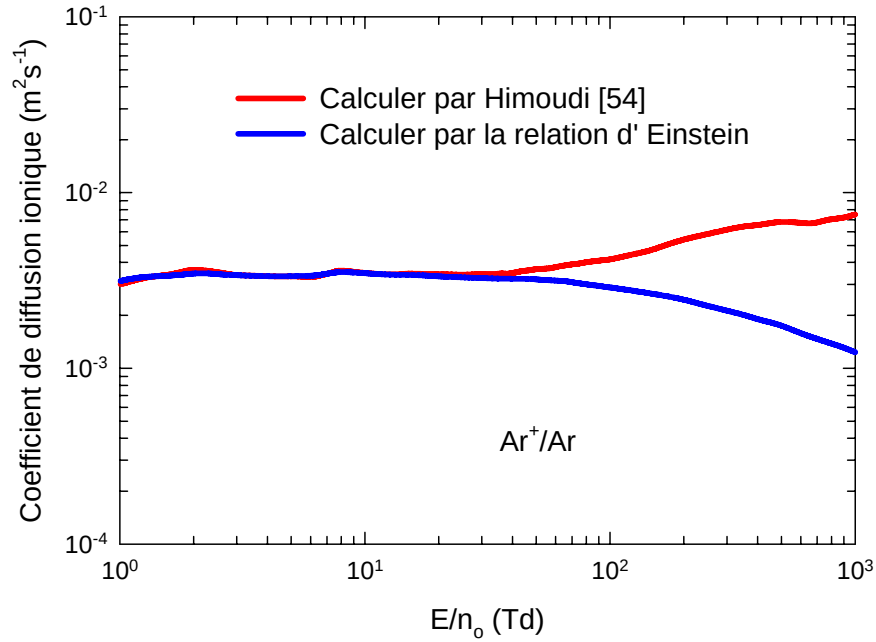


Figure (II-7): Coefficient de diffusion des ions Ar^+ dans Ar en fonction du champ électrique réduit.

L'expression de la vitesse de dérive des ions positifs Ne^+ dans le Néon est donnée par Frost [56].

$$W_{Ne^+}^{Ne} = \frac{11.27E / n_0}{(1 + 0.01288E / n_0)^{0.5}} \quad (Eq.II-61)$$

$W_{Ne^+}^{Ne}$ en (m/s) avec E/n_0 en Td.

La figure (II-8) représente la vitesse de dérive des ions positifs dans le Néon en fonction du champ électrique réduit (E/n_0). On remarque que les vitesses de dérive calculées par Frost [56] et par Himoudi [54] sont en bon accord avec celles mesurées par Ellis et al [55] dans toute la gamme du champ électrique réduit considéré.

Le coefficient de diffusion des ions est calculé à partir de la mobilité des ions positives dans le gaz en utilisant la relation d'Einstein.

La figure (II-9) représente le coefficient de diffusion ionique dans le Néon en fonction du champ électrique réduit. Le premier est calculé par Himoudi [54] et le second est déduit à partir de la relation d'Einstein.

Dans la gamme du champ électrique réduit de 15 à 10^3 Td. On remarque que la divergence entre les deux méthodes est négligeable et n'a aucun effet sur le comportement de la décharge.

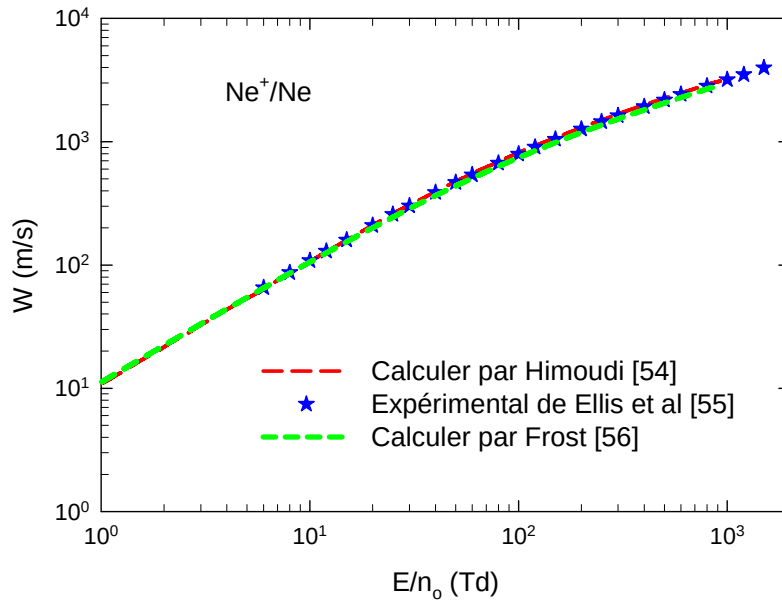


Figure (II-8): Vitesse de dérive des ions Ne^+ dans Ne en fonction du champ électrique réduit.

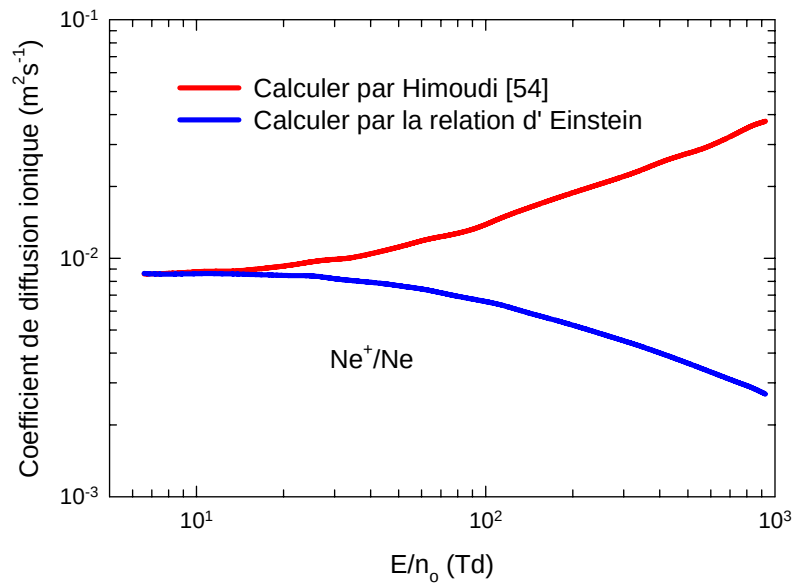


Figure (II-9): Coefficient de diffusion des ions Ne^+ dans Ne en fonction du champ électrique réduit.

La figure (II-10) représente la mobilité ionique des ions positifs dans le Xénon en fonction du champ électrique réduit (E/n_0). On remarque que la mobilité ionique calculée par Meunier et al [57] est en bon accord avec celle obtenue par Himoudi [54].

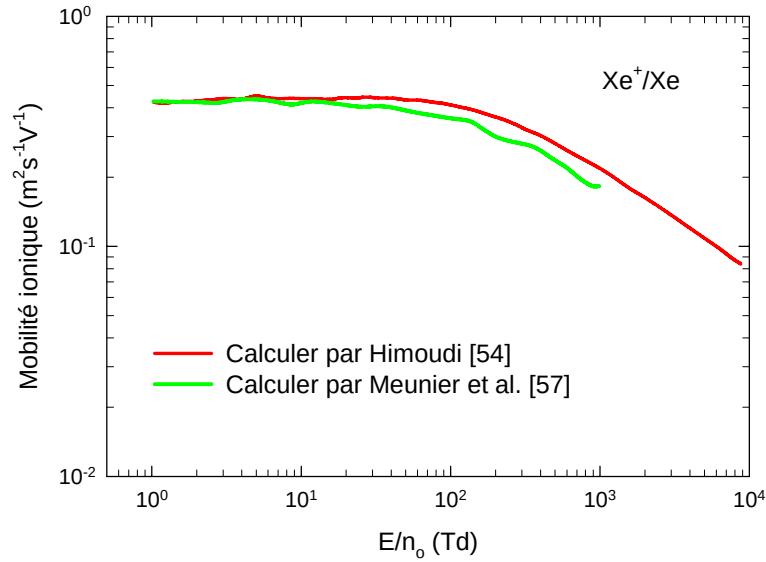


Figure (III-10): Mobilité ionique dans le Xénon en fonction du champ électrique réduit.

La figure (II-11) représente le coefficient de diffusion ionique dans le Xénon en fonction du champ électrique réduit, l'un calculé par Himoudi et l'autre déduit à partir de la relation d'Einstein.

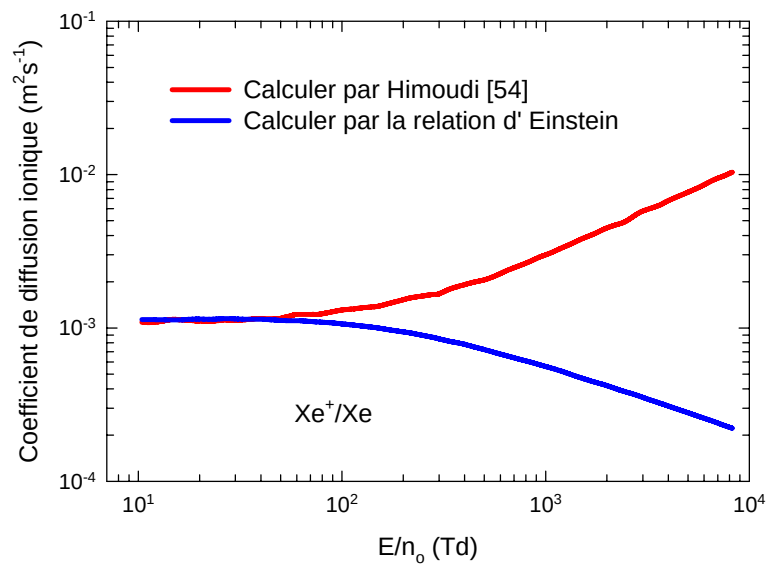


Figure (II-11): Coefficient de diffusion des ions Xe^+ dans Xe en fonction du champ électrique réduit.

Dans la gamme du champ électrique réduit de 10^2 à 10^4 Td, On remarque qu'ils se divergent mais cette divergence n'est pas considérable dans l'ordre de grandeur.

L'expression de la vitesse de dérive des ions positifs He^+ dans l'Hélium est donnée par Frost [56].

$$W_{\text{He}^+}^{\text{He}} = \frac{29.6E / n_0}{(1 + 0.01288E / n_0)^{0.5}} \quad (\text{Eq.II-62})$$

$W_{\text{He}^+}^{\text{He}}$ en (m/s) avec E/n_0 en Td.

La figure (II-12) représente la vitesse de dérive des ions positifs d'Hélium dans l'Hélium en fonction du champ électrique réduit (E/n_0).

On remarque que la vitesse de dérive calculée par Frost [56] est en bon accord avec celle obtenue par Himoudi [54].

La figure (II-13) représente le coefficient de diffusion ionique dans l'Hélium en fonction du champ électrique réduit, calculé par Himoudi d'une part et déduit de la relation d'Einstein d'autre part.

Dans la gamme du champ électrique réduit de 20 à 10^3 Td, On remarque qu'ils se divergent mais d'une façon qui influe sur les caractéristiques électrique et thermique de la décharge.

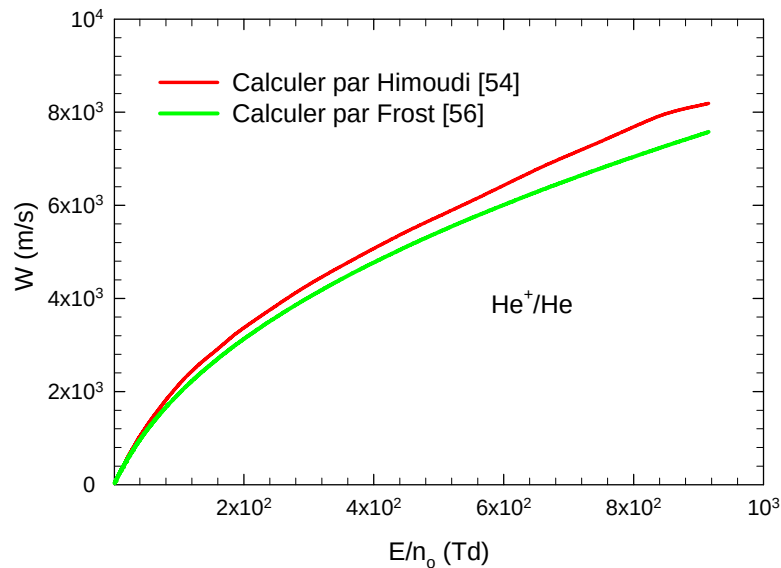


Figure (II-12): Vitesse de dérive des ions He^+ dans He en fonction du champ électrique réduit.

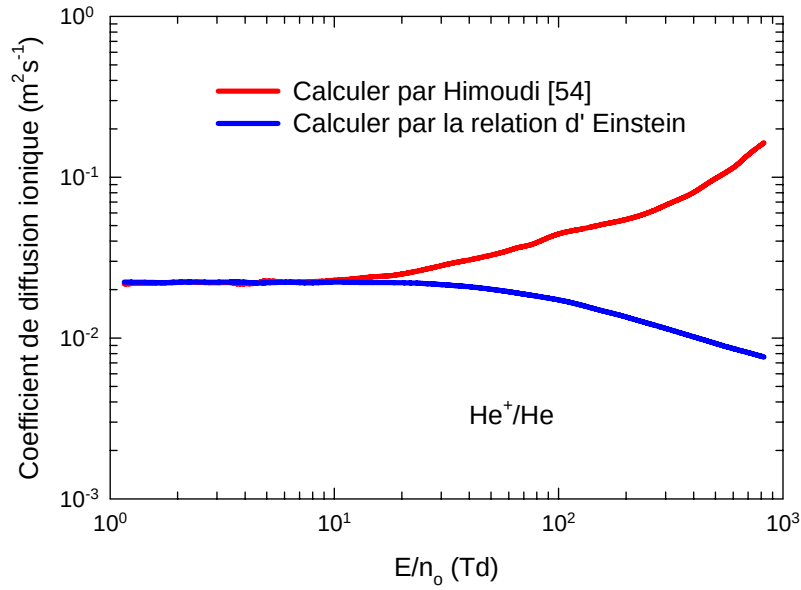


Figure (II-13): Coefficient de diffusion des ions He^+ dans He en fonction du champ électrique réduit.

II-5-5 Données de base ionique dans les mélanges de gaz

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les données de base ionique dans les mélanges (Hélium/Argon) et (Néon/Xénon), en gardant la même température de 300 K.

Pour ce faire on utilise la loi de Blanc [58], elle est donnée comme suit :

$$\frac{1}{G_{\text{gas1}^+}^{\text{mixture}}} = \frac{\alpha}{G_{\text{gas1}^+}^{\text{gas1}}} + \frac{\beta}{G_{\text{gas1}^+}^{\text{gas2}}} \quad (\text{Eq.II-63})$$

Donc pour calculer un paramètre (la vitesse de dérive ou bien la mobilité) ionique dans un mélange, il faut connaître ce paramètre dans le gaz parent et dans l'autre gaz à la fois.

Par conséquent, nous avons développé l'expression de la vitesse de dérive des ions Ar^+ dans l'Hélium pur [59-60], elle est en bon accord avec celle obtenue expérimentalement [55].

$$w_{\text{Ar}^+}^{\text{He}} = \frac{(56E / n_0)}{(1 + 0.01239E / n_0)^{0.4}} \quad (\text{Eq.II-64})$$

Pour calculer la vitesse de dérive des ions Ar^+ dans le mélange He/Ar, on doit introduire les équations (Eq.II-59) et (Eq.II-64) dans l'équation (Eq.II-63). Le coefficient de diffusion ionique Ar^+ dans le mélange He/Ar est établi directement par la relation d'Einstein.

Puisque notre étude est consacrée au mélange ((90%He-10%Ar)) et puisque l'Hélium est le plus dominant dans le mélange, on peut supposer que la vitesse de dérive des ions He^+ dans le mélange égale à celle dans l'Hélium pur, elle est définie dans l'équation (Eq.II-62).

De même pour déterminer le coefficient de diffusion ionique He^+ dans le mélange (90%He-10%Ar), on utilise la relation d'Einstein.

Maintenant on va voir les paramètres dans le mélange Néon/Xénon. La mobilité ionique d'ions positifs du Xénon dans le Néon pur en fonction du champ électrique réduit (E/n_0) est déterminée par Meunier et al [57], elle est représentée sur la figure (II-14). Donc, pour calculer la mobilité ionique du Xénon dans le mélange (Néon/Xénon), on doit introduire les mobilités issues des deux figures (II-10) et (II-14) dans l'équation (Eq.II-63).

La vitesse de dérive des ions Ne^+ dans le Xénon pur $w_{\text{Ne}^+}^{\text{Xe}}$ [61] était développée à partir du résultat de Piscitelli et al. [62], elle est donnée par l'équation (Eq.II-65).

$$w_{\text{Ne}^+}^{\text{Xe}} = \frac{(aE / n_0)^b}{(c^b + (E / n_0)^b)} \quad (\text{Eq.II-65})$$

Avec $a=420293012.8323$; $b=1.0921$ et $c=34565805.347398463$

De la même chose pour déterminer la vitesse de dérive des ions Ne^+ dans le mélange (Néon/Xénon), on doit injecter les équations (Eq.II-61) et (Eq.II-65) dans l'équation (Eq.II-63).

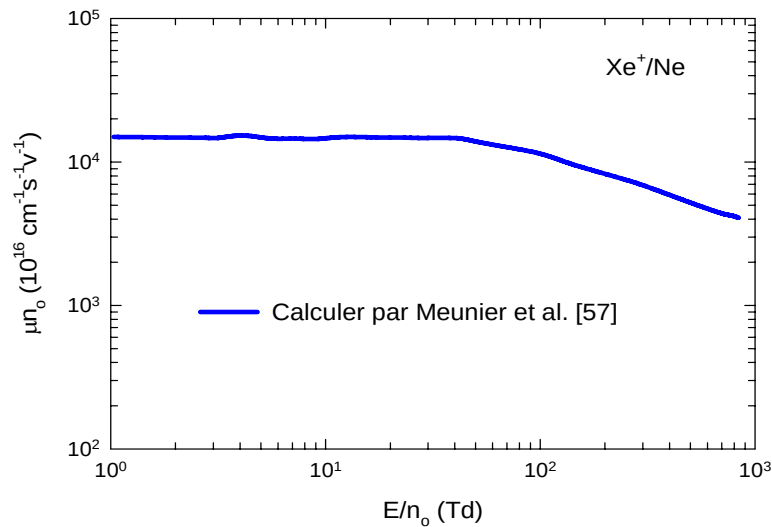


Figure (II-14): Mobilité ionique du Xénon dans le Néon pur en fonction du champ électrique réduit.

II-6 CONDITIONS INITIALES ET AUX LIMITES

La distribution initiale de l'énergie électronique est prise constante ($\varepsilon_e(t, x) = 1 \text{ eV}$). Les distributions initiales des densités électronique, ionique et d'atomes métastables sont prises constantes, elles sont égales à 1 cm^{-3} . Dans le cas d'un mélange de gaz, la somme des deux densités ioniques est égale à la densité électronique.

Dans notre code 1D, nous avons respecté les conditions aux limites suivantes :

☒ Au niveau de l'anode

- Les densités électronique et d'atomes métastables sont égales à zéros ainsi que le potentiel électrique.
- Le gradient de la densité ionique est nul pour chaque gaz dans le cas d'un mélange

☒ Au niveau de la cathode

- Le potentiel électrique est égal au potentiel appliqué. $v(t, x) = -V_{DC}$ et $x = 0$
- L'énergie électronique est prise constante. $\varepsilon_e(t, x) = 5 \text{ eV}$ avec $x = 0$
- Le flux électronique est proportionnel au flux ionique à travers le coefficient d'émission secondaire. $\phi_e(t, x) = -\gamma_{gaz1} \phi_+^{gaz1}(t, x) - \gamma_{gaz2} \phi_+^{gaz2}(t, x)$ et $x = 0$ et dans le cas d'un mélange

Avec γ_{gaz1} est le coefficient d'émission secondaire correspondant au gaz 1.

II-7 ORGANIGRAMMES SYNOPTIQUES DE LA DECHARGE LUMINESCENTE EN PRESENCE D'ATOMES METASTABLES

La figure (II-15) représente l'organigramme synoptique de la décharge lumineuse en présence d'atomes métastables. Cette figure résume d'une façon succincte la procédure suivie dans nos codes numériques pour la détermination des caractéristiques de la décharge lumineuse.

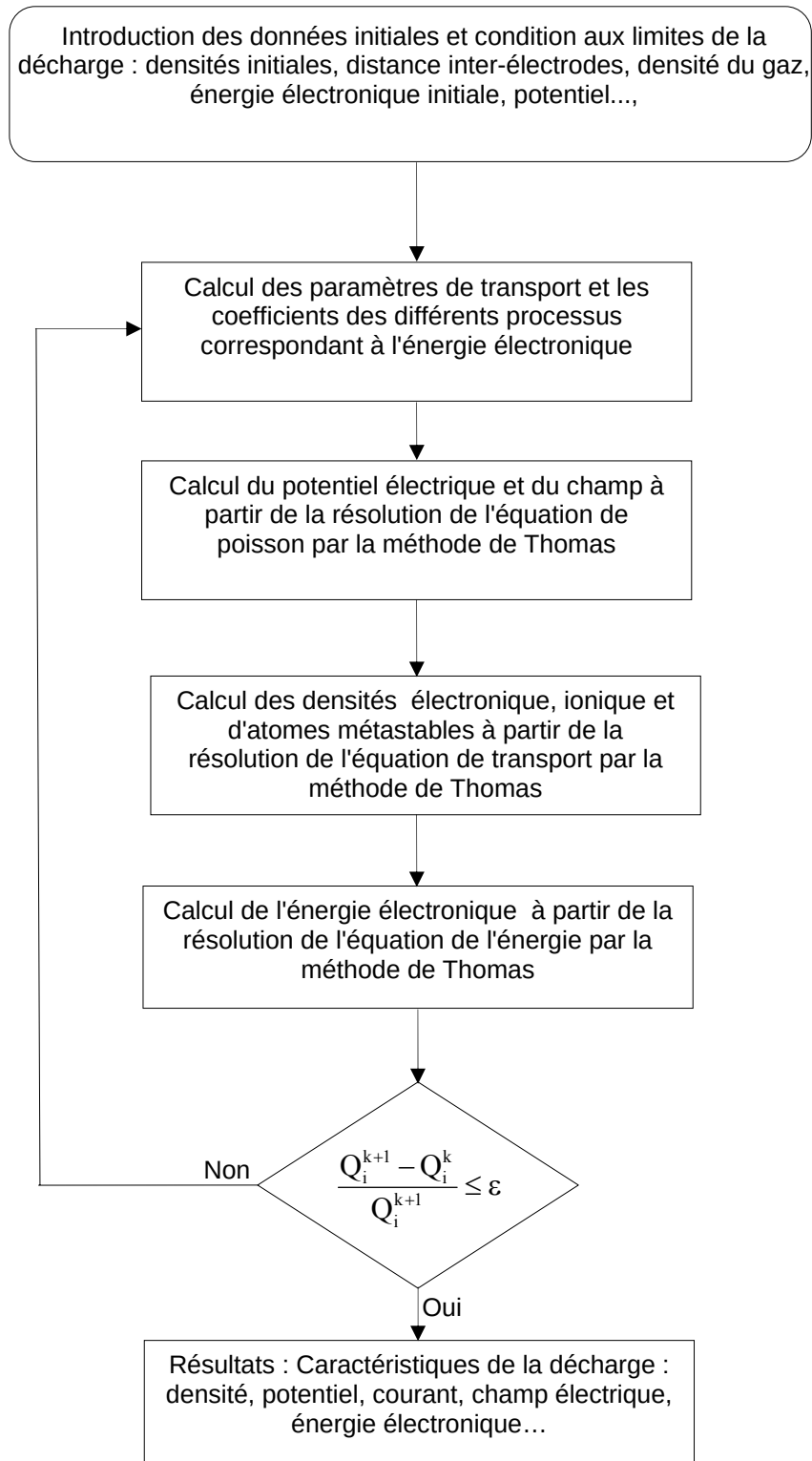


Figure (II-15): Organigramme synoptique du modèle numérique 1D pour la simulation de la décharge lumineuse (Q_i^k est une variable physique à l'instant k).

La distance inter-électrodes, la pression, le potentiel, la température du gaz, les densités initiales et l'énergie électronique initiale ainsi que les paramètres de transport et les taux des différents processus sont les paramètres nécessaires à l'étude de la décharge par le modèle hydrodynamique.

Le terme source de paires électron-ion est déterminé à l'aide de différents processus qui peuvent exister dans la décharge. Après la résolution de l'équation de Poisson, on peut résoudre les équations macroscopiques (les densités de particules chargées et d'atomes métastables) ainsi que l'équation de l'énergie.

On peut alors recalculer les paramètres nécessaires de transport des particules correspondant à l'énergie électronique, puis résoudre les équations macroscopiques, et calculer la charge d'espace, etc. Cette boucle est exécutée jusqu'à ce que le temps maximum fixé pour la simulation soit écoulé ou encore jusqu'à la convergence.

Toute erreur commise sur le calcul du champ électrique et l'énergie électronique sont répercutées sur le calcul des coefficients de transport et plus particulièrement sur les processus chimiques. Si, par exemple le champ électrique est surestimé, les densités électroniques et ioniques seront surévaluées, le champ électrique de la charge d'espace sera à son tour irréaliste et des amplifications seront générées à chaque pas de calcul.

II-8 CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons présenté le modèle mathématique convenable à la description de la décharge lumineuse dans un gaz pur ainsi que dans un mélange de gaz. Le travail principal était d'expliquer comment déterminer le terme source du processus chimique et son énergie dans le cas d'un gaz pur et un mélange de gaz. Il s'agit de l'ionisation, l'excitation, la désexcitation, le processus de la collision élastique et de chimio ionisation ainsi que l'ionisation d'atomes métastables et le processus de la radiation. La discrétisation des équations du système est largement détaillée afin de faciliter la programmation. Enfin, les données de base électroniques et ioniques dans le cas d'un gaz pur et un mélange de gaz sont bien illustrées avec les relations permettant de les connaître notamment, la loi de Blanc qui est un outil indispensable pour calculer les paramètres ioniques dans le mélange de gaz.

Dans le prochain chapitre nous allons discuter les caractéristiques de la décharge lumineuse en présence d'atomes métastables dans l'Hélium pur et dans le mélange d'Hélium/Argon.

CHAPITRE III

ETUDE DE LA DECHARGE LUMINESCENCE DANS LE MELANGE HELIUM/ARGON ET L'HELIUM PUR EN PRESENCE D'ATOMES METASTABLES

III-1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous allons étudier la décharge luminescente dans le mélange (90%He -10%Ar) et dans l'hélium pur en présence d'atomes métastables. Le réacteur du plasma est caractérisé par deux électrodes planes et parallèles alimentées par une source de tension continue. Les données de base dans le mélange (90%He-10%Ar) et dans l'hélium pur sont en fonction de l'énergie électronique. Les courbes de niveaux dans le temps du potentiel et du champ électriques, de l'énergie électronique et de la densité des particules chargées ainsi que la densité d'atomes métastables dans le mélange (90%He-10%Ar) sont présentées à une pression de 2.5 Torr sous une tension de 325 V. Les caractéristiques courant-tension dans le mélange (90%He-10%Ar) sont montrées aux pressions 1.5, 2. 2.5 Torr. Afin de montrer l'influence de la décharge dans le mélange (90%He-10%Ar), nous allons étudier les caractéristiques de la décharge dans l'hélium pur.

III-2 EVOLUTION TEMPORELLE DES PARAMETRES DE LA DECHARGE DANS LE MELANGE (90%HE-10%AR)

Dans cette section nous allons étudier l'évolution temporelle des paramètres de la décharge dans le mélange (90%He-10%Ar). Ils s'agissent de la densité électronique, les densités ioniques de l'hélium et de l'argon, les densités d'atomes métastables de l'hélium et de l'argon, le potentiel et le champ électriques et l'énergie électronique.

Les différents processus chimiques intervenant dans le réacteur à plasma sont regroupés dans le tableau (III-1).

Processus	Nom des Processus	Taux des réactions		Réf.
		Symbole	Valeur	
$\text{He} + e^- \rightarrow \text{He} + e^-$	Collision élastique	P_{ec}^{He}	Calculée (eVs ⁻¹)	[63, 64]
$\text{He} + e^- \rightarrow \text{He}^+ + 2e^-$	Ionisation	K_{io}^{He}	BOLSIG+ (cm ³ s ⁻¹)	[50, 65]
$\text{He} + e^- \rightarrow \text{He}_m^* + e^-$	Excitation	K_{ex}^{He}	BOLSIG+ (cm ³ s ⁻¹)	[50, 65]
$\text{He}_m^* + e^- \rightarrow \text{He} + e^-$	Désexcitation	K_{dex}^{He}	BOLSIG+ (cm ³ s ⁻¹)	[50, 65]
$\text{He}_m^* + \text{He}_m^* \rightarrow \text{He}^+ + e^- + \text{He}$	Chimio- ionisation	K_{ci}^{He}	9.2×10^{-10} (cm ³ s ⁻¹)	[66]
$\text{He}_m^* \rightarrow \text{He} + h\nu$	Radiation	τ_m^{He}	1.7×10^{-6} (s)	[67]
$e^- + \text{He}_m^* \rightarrow \text{He}^+ + 2e^-$	Ionisation d'atomes métastables	K_{mi}^{He}	Calculée (cm ³ s ⁻¹)	[68]
$\text{Ar} + e^- \rightarrow \text{Ar} + e^-$	Collision élastique	P_{ec}^{Ar}	Calculée (eVs ⁻¹)	[63, 64]
$\text{Ar} + e^- \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e^-$	Ionisation	K_{io}^{Ar}	BOLSIG+ (cm ³ s ⁻¹)	[50, 65]
$\text{Ar} + e^- \rightarrow \text{Ar}_m^* + e^-$	Excitation	K_{ex}^{Ar}	BOLSIG+ (cm ³ s ⁻¹)	[50, 65]
$\text{Ar}_m^* + e^- \rightarrow \text{Ar} + e^-$	Désexcitation	K_{dex}^{Ar}	BOLSIG+ (cm ³ s ⁻¹)	[50, 65]
$\text{Ar}_m^* + \text{Ar}_m^* \rightarrow \text{Ar}^+ + e^- + \text{Ar}$	Chimio- ionisation	K_{ci}^{Ar}	5.2×10^{-10} (cm ³ s ⁻¹)	[66]
$\text{Ar}_m^* \rightarrow \text{Ar} + h\nu$	Radiation	τ_m^{Ar}	1×10^{-7} (s)	[42]
$e^- + \text{Ar}_m^* \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e^-$	Ionisation d'atomes métastables	K_{mi}^{Ar}	Calculée (cm ³ s ⁻¹)	[68]

Tableau (III-1): Réactions cinétiques des processus dans le mélange (90%He-10%Ar)

En tenant compte de ses processus le modèle fluide s'écrit :

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

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

$$\frac{\partial n_+^{Ar}}{\partial t} + \frac{\partial \phi_+^{Ar}}{\partial x} = S_+^{Ar} \quad (\text{Eq.III-3})$$

$$\frac{\partial n_m^{He}}{\partial t} + \frac{\partial \phi_m^{He}}{\partial x} = S_m^{He} \quad (\text{Eq.III-4})$$

$$\frac{\partial n_m^{Ar}}{\partial t} + \frac{\partial \phi_m^{Ar}}{\partial x} = S_m^{Ar} \quad (\text{Eq.III-5})$$

$$S_+^{He} = n_e (0.9 n_o K_{io}^{He} + n_m^{He} K_{mi}^{He}) + n_m^{He} n_m^{He} K_{ci}^{He} \quad (\text{Eq.III-6})$$

$$S_+^{Ar} = n_e (0.1 n_o K_{io}^{Ar} + n_m^{Ar} K_{mi}^{Ar}) + n_m^{Ar} n_m^{Ar} K_{ci}^{Ar} \quad (\text{Eq.III-7})$$

$$S_e = S_+^{He} + S_+^{Ar} \quad (\text{Eq.III-8})$$

$$S_m^{He} = n_e(0.9n_o K_{ex}^{He} - n_m^{He} K_{dex}^{He} - n_m^{He} K_{mi}^{He}) - 2n_m^{He} n_m^{He} K_{ci}^{He} - \frac{n_m^{He}}{\tau_m^{He}} \quad (\text{Eq.III-9})$$

$$S_m^{Ar} = n_e(0.1n_o K_{ex}^{Ar} - n_m^{Ar} K_{dex}^{Ar} - n_m^{Ar} K_{mi}^{Ar}) - 2n_m^{Ar} n_m^{Ar} K_{ci}^{Ar} - \frac{n_m^{Ar}}{\tau_m^{Ar}} \quad (\text{Eq.III-10})$$

$$\frac{\partial \varepsilon_e n_e}{\partial t} + \frac{\partial \varphi_{e\varepsilon}}{\partial x} = S_{e\varepsilon} \quad (\text{Eq.III-11})$$

$$\begin{aligned} S_{e\varepsilon} = & -e\varphi_e E + \varepsilon_m^{Ar} n_e n_m^{Ar} K_{dex}^{Ar} + \varepsilon_m^{He} n_e n_m^{He} K_{dex}^{He} + \varepsilon_{ci}^{Ar} n_m^{Ar} n_m^{Ar} K_{ci}^{Ar} + \varepsilon_{ci}^{He} n_m^{He} n_m^{He} K_{ci}^{He} - n_e P_{ec}^{Ar} \\ & - n_e P_{ec}^{He} - n_e (\varepsilon_m^{Ar} 0.1n_o K_{ex}^{Ar} + \varepsilon_{io}^{Ar} 0.1n_o K_{io}^{Ar} + (\varepsilon_{io}^{Ar} - \varepsilon_m^{Ar}) n_m^{Ar} K_{mi}^{Ar} + (\varepsilon_{io}^{He} - \varepsilon_m^{He}) n_m^{He} K_{mi}^{He} \\ & + \varepsilon_m^{He} 0.9n_o K_{ex}^{He} + \varepsilon_{io}^{He} 0.9n_o K_{io}^{He}) \end{aligned} \quad (\text{Eq.III-12})$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{e_o}{\varepsilon_o} (n_+^{He} + n_+^{Ar} - n_e) \quad (\text{Eq.III-13})$$

Les expressions du flux sont données par les relations suivantes [42, 46]:

$$\varphi_e = -n_e \mu_e E - \frac{\partial D_e n_e}{\partial x} \quad (\text{Eq.III-14})$$

$$\varphi_+^{He} = n_+^{He} \mu_+^{He} E - \frac{\partial D_+^{He} n_+^{He}}{\partial x} \quad (\text{Eq.III-15})$$

$$\varphi_+^{Ar} = n_+^{Ar} \mu_+^{Ar} E - \frac{\partial D_+^{Ar} n_+^{Ar}}{\partial x} \quad (\text{Eq.III-16})$$

$$\varphi_m^{He} = -D_m^{He} \frac{\partial n_m^{He}}{\partial x} \quad (\text{Eq.III-17})$$

$$\varphi_m^{Ar} = -D_m^{Ar} \frac{\partial n_m^{Ar}}{\partial x} \quad (\text{Eq.III-18})$$

$$\varphi_{e\varepsilon} = -n_e E \mu_{e\varepsilon} - \frac{\partial n_e D_{e\varepsilon}}{\partial x} \quad (\text{Eq.III-19})$$

$$D_{e\varepsilon} = \frac{5D_e \varepsilon_e}{3} \quad (\text{Eq.III-20})$$

$$\mu_{e\varepsilon} = \frac{5\mu_e \varepsilon_e}{3} \quad (\text{Eq.III-21})$$

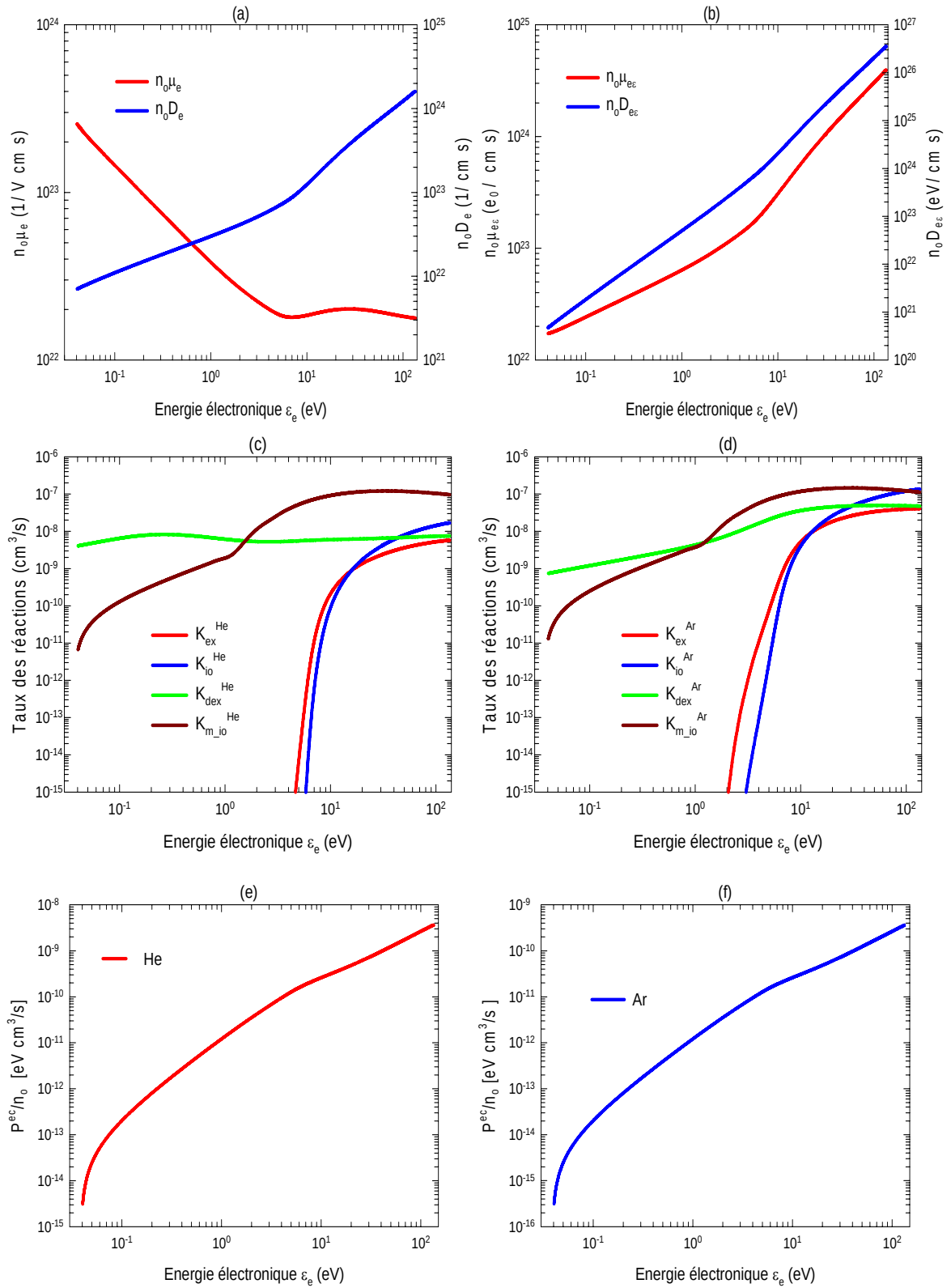


Figure (III-1): Données de base électroniques dans le mélange 90% He-10% Ar (a) Mobilité et diffusion électroniques, (b) mobilité et diffusion d'énergies électroniques, (c) taux des réactions de l'hélium dans le mélange, (d) taux des réactions de l'argon dans le mélange (e) coefficient d'énergie de l'hélium dans le mélange et (f) coefficient d'énergie de l'argon dans le mélange en fonction de l'énergie électronique

Les paramètres de transport et les taux des réactions dans le mélange (90%He-10%Ar) sont obtenus par le logiciel BOLSIG+ dans la gamme de l'énergie électronique de 0.04 jusqu'à 132 eV (cf. figure (III-1)).

Le réacteur à plasma est soumis à une tension de -325 volts sous une pression de 2.5 Torr et une température de 300 K. Le coefficient d'émission secondaire à la cathode est supposé constant. Il est égal à 0.06 pour les ions Ar^+ [51] et 0.3 pour les ions He^+ [23].

A ce stade-là, On va discuter l'évolution temporelle des paramètres de la décharge.

Pour ce faire, on divise l'évolution temporelle en trois phases, la première phase (10^{-11} jusqu'à 4×10^{-6} s) correspondant au mouvement des particules au début de la décharge. La deuxième phase (4×10^{-6} jusqu'à 1.5×10^{-5} s) est une phase intermédiaire entre le début de la décharge et l'état standard du mouvement des particules chargées. La troisième phase (1.5×10^{-5} jusqu'à 2.5×10^{-5} s) correspond à l'état stationnaire de la décharge.

III-2-1 Courbes de niveaux des densités de particules chargées dans le mélange (90%He-10%Ar)

La figure (III-2) représente les courbes de niveaux de la densité électronique dans le mélange (90%He-10%Ar). On remarque que la densité électronique est faible dans la première phase (10^{-11} jusqu'à 4×10^{-6} s). Dans la deuxième phase on remarque que la densité électronique augmente progressivement et en même temps on observe l'élargissement progressif de la lueur négative près de l'anode. Dans la troisième phase la formation finale de la lueur négative est bien déterminée.

La figure (III-3) illustre les courbes de niveaux de la densité ionique de l'hélium dans le mélange (90%He-10%Ar). On observe que celle ci est négligeable dans la première phase. Juste au début de la deuxième phase on observe une augmentation brutale de la densité ionique de l'hélium, elle arrive à $1.2 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ puis elle diminue à une valeur constante près de la cathode. On remarque aussi que cette densité atteint une valeur très importante dans la lueur négative, elle arrive jusqu'à $4 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ puis elle diminue progressivement. Dans la troisième phase, la densité ionique de l'hélium est caractérisée par une valeur importante dans la région cathodique et une faible valeur dans la lueur négative.

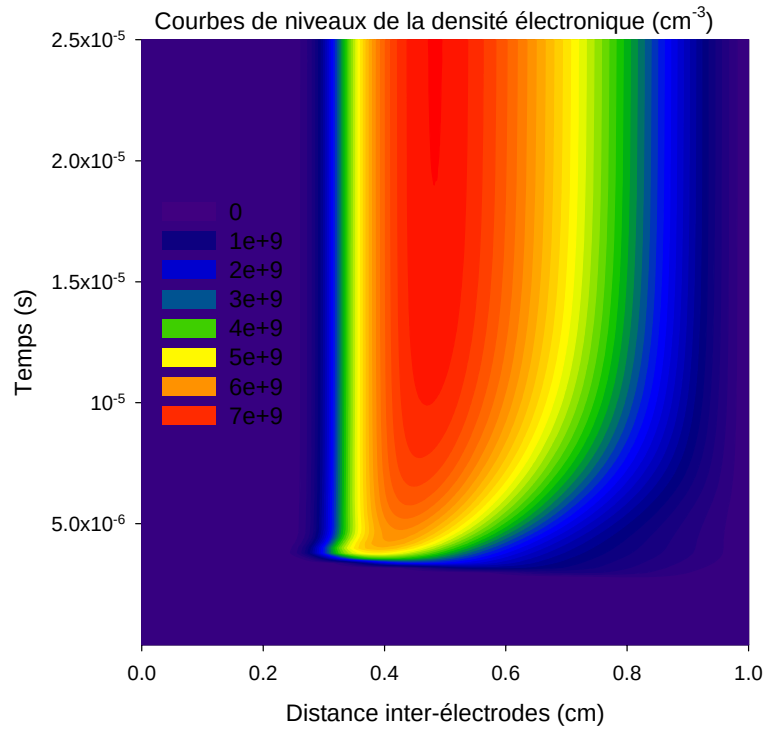


Figure (III-2): Courbes de niveaux de la densité électronique dans le mélange (90%He-10%Ar), où $p=2.5$ Torr et $V_{DC}=-325$ V

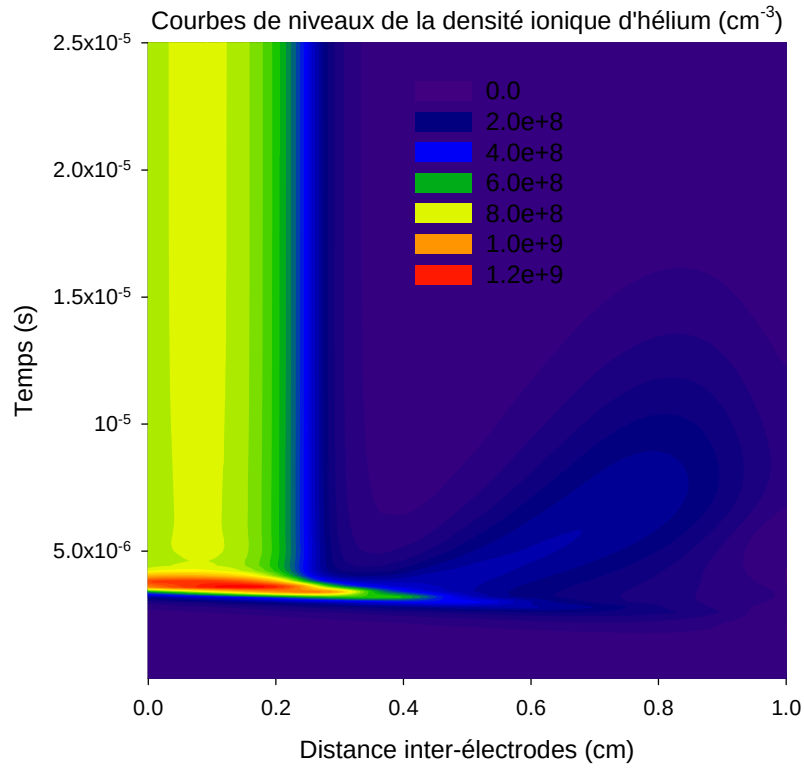


Figure (III-3): Courbes de niveaux de la densité ionique d'hélium dans le mélange (90%He-10%Ar), où $p=2.5$ Torr et $V_{DC}=-325$ V

La figure (III-4) représente les courbes de niveaux de la densité ionique de l'argon dans le mélange (90%He-10%Ar). Le comportement physique de la densité ionique de l'argon est semblable à la densité électronique dans les trois phases, néanmoins la densité ionique de l'argon est importante par rapport à la densité électronique dans la région cathodique.

En conclusion de cette section, On note que :

- ✓ Une augmentation brutale de la densité ionique de l'hélium est observée au début de la deuxième phase de la décharge dans le mélange (90%He-10%Ar).
- ✓ Le temps de simulation pour arriver à l'état stationnaire est plus court par rapport à la décharge dans un gaz pur (6.5×10^{-5} s est enregistré dans l'argon pur [69]).

III-2-2 Courbes des niveaux d'atomes métastables

La figure (III-5) illustre les courbes des niveaux d'atomes métastables de l'hélium dans le mélange (90%He-10%Ar). On remarque que l'évolution temporelle d'atomes métastables est divers à celles obtenues au mouvement des particules chargées (électron et ions de l'hélium et de l'argon). On peut diviser l'évolution temporelle d'atomes métastable en trois phases. La première phase est occupée par un temps de simulation allant de 10^{-11} jusqu'à 4×10^{-6} s, qui est identique à l'évolution temporelle des particules chargées. La deuxième phase est de 4×10^{-6} jusqu'à 1.2×10^{-5} s et la troisième phase est de 1.2×10^{-5} jusqu'à 2.5×10^{-5} s. Ces phases sont divers à l'évolution temporelle des particules chargées.

Dans la première phase la densité d'atomes métastable de l'hélium est presque négligeable. Dans la deuxième phase, on remarque une progression considérable de la densité d'atomes métastables de l'hélium, ceci est dû au processus d'excitation et à la contribution considérable du gaz d'hélium dans le mélange. On note que la densité d'atomes métastables atteint une valeur maximale de $1.11074 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Dans la troisième phase, on remarque que la densité d'atomes métastables de l'hélium est presque constante, ceci est dû à la contribution de la valeur de durée de vie d'atomes métastables de l'hélium dans la décharge. On constate que la valeur maximale de la densité d'atomes métastables de l'hélium se trouve dans la région cathodique.

La figure (III-6) représente les courbes des niveaux d'atomes métastables de l'argon dans le mélange (90%He-10%Ar). La première phase est toujours caractérisée par une densité faible.

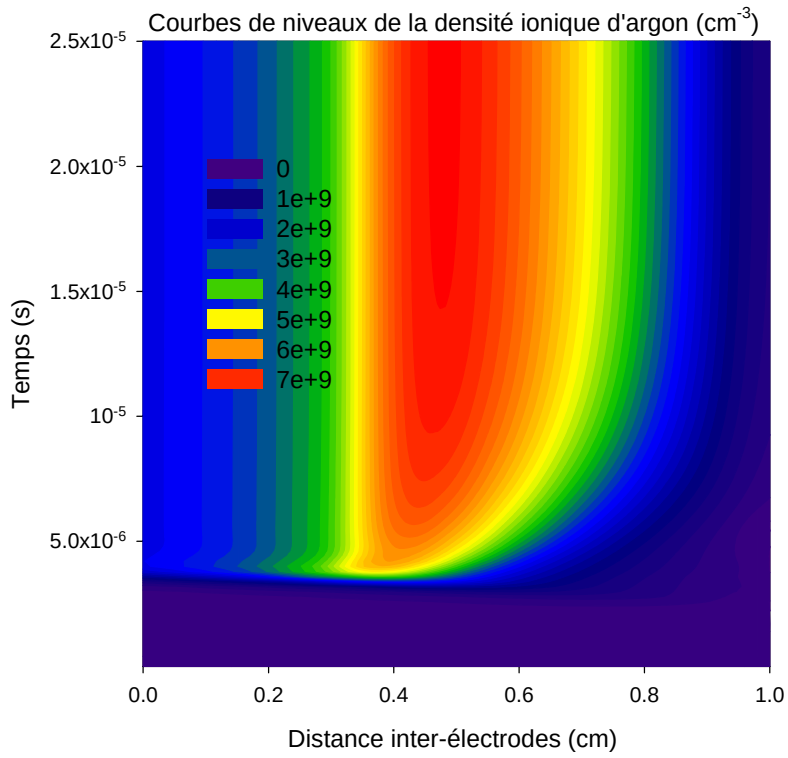


Figure (III-4): Courbes de niveaux de la densité ionique d'argon dans le mélange (90%He-10%Ar), où $p=2.5$ Torr et $V_{DC}=-325$ V

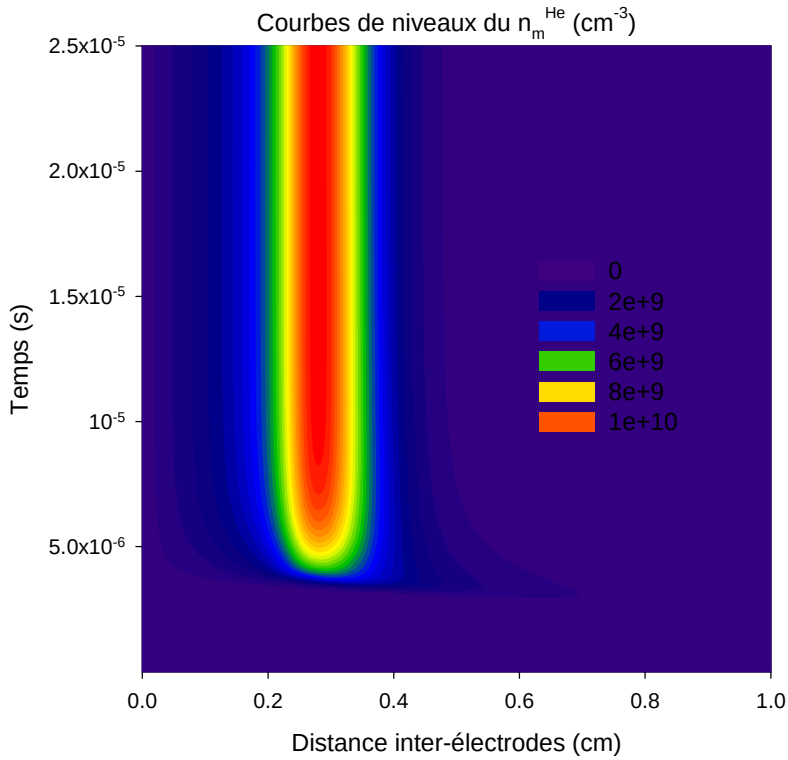


Figure (III-5): Courbes de niveaux de la densité d'atomes métastables de l'hélium dans le mélange (90%He-10%Ar), où $p=2.5$ Torr et $V_{DC}=-325$ V

Au début de la deuxième phase, on remarque une augmentation brutale de la densité d'atomes métastables d'argon, puis elle décroît progressivement jusqu'à la fin de la deuxième phase de l'évolution temporelle à cause de la valeur considérable de la durée de vie d'atomes métastable de l'argon. Dans la troisième phase, la densité d'atomes métastables garde ça forme. On note que cette densité est caractérisée par un pic d'une valeur de $3.57449 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ localisé au début de la région du plasma.

III-2-3 Courbes de niveaux du potentiel et du champ électriques et de l'énergie électronique

Les courbes de niveaux du potentiel électrique dans le mélange (90%He-10%Ar) sont montrées sur La figure (III-7). On remarque que le potentiel électrique est strictement linéaire dans la première phase à cause de la densité électronique qui est égale à la somme des densités ioniques de l'hélium et de l'argon. Dans la deuxième et la troisième phases les courbes de niveaux du potentiel électrique sont caractérisés par une chute cathodique et une région du plasma importantes.

Les courbes de niveaux du champ électrique dans le mélange (90%He-10%Ar) sont illustrées sur la figure (III-8). On remarque que le champ électrique est constant dans la première phase à cause de la forme du potentiel électrique qui existe dans l'espace inter-électrodes. Dans la deuxième et la troisième phase les courbes de niveaux du champ électrique sont importantes dans la région cathodique et toujours dans les mêmes phases les courbes de niveaux du champ électrique sont caractérisées par une région du plasma où la valeur du champ électrique est négligeable.

La figure (III-9) représente les courbes de niveaux de l'énergie électronique dans le mélange (90%He-10%Ar). On remarque que l'énergie électronique est constante dans la première phase, puis elle augmente brutalement dans la deuxième et la troisième phase à cause de l'augmentation du champ électrique. Cette augmentation est uniquement dans la région cathodique où les processus chimiques sont totalement mis en œuvre. Ces processus sont responsables pour créer la décharge. On note que l'énergie maximale atteint jusqu'à 70 eV qui est une valeur très suffisante pour ioniser et exciter les atomes du gaz d'hélium et d'argon dans le mélange.

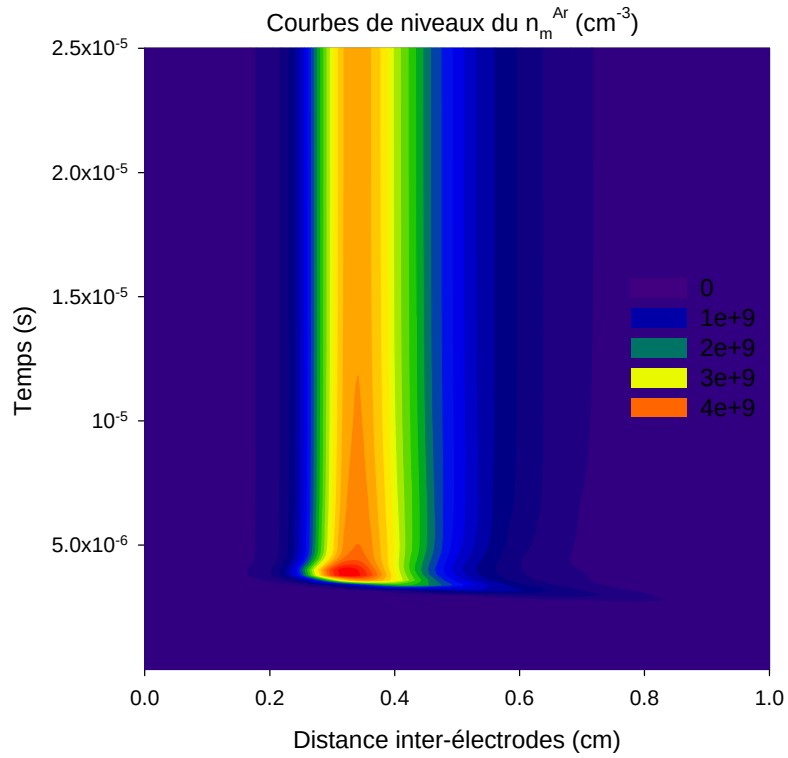


Figure (III-6): Courbes de niveaux de la densité d'atomes métastables de l'argon dans le mélange (90%He-10%Ar), où $p=2.5$ Torr et $V_{DC}=-325$ V

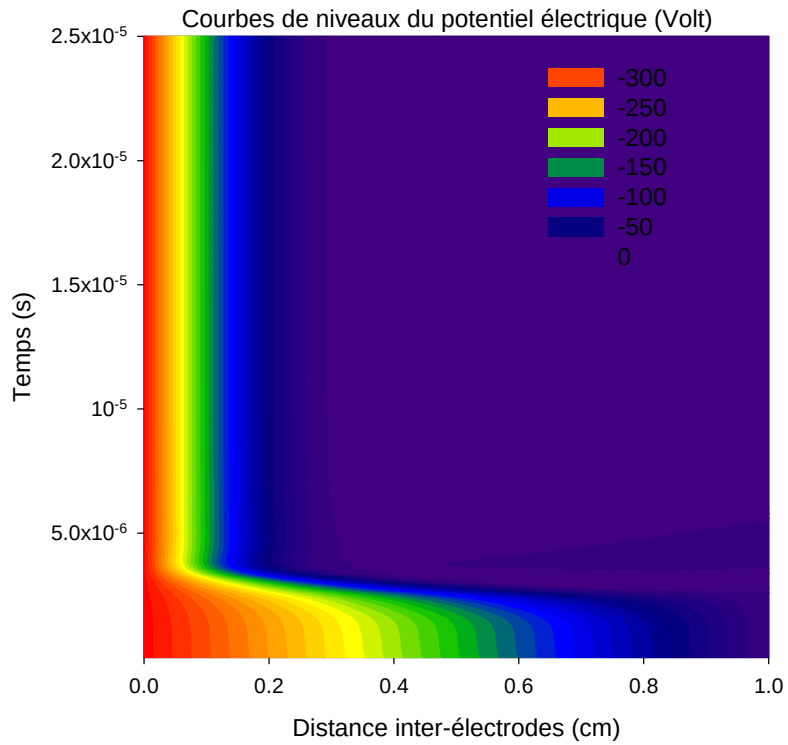


Figure (III-7): Courbes de niveaux du potentiel électrique dans le mélange (90%He-10%Ar), où $p=2.5$ Torr et $V_{DC}=-325$ V

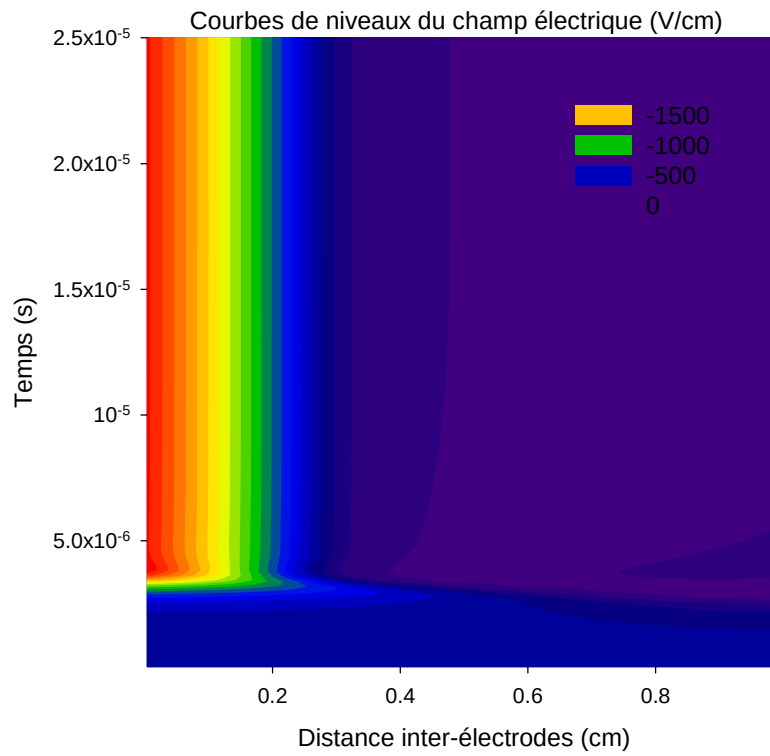


Figure (III-8): Courbes de niveaux du champ électrique dans le mélange (90%He-10%Ar), où $p=2.5$ Torr et $V_{DC}=-325$ V

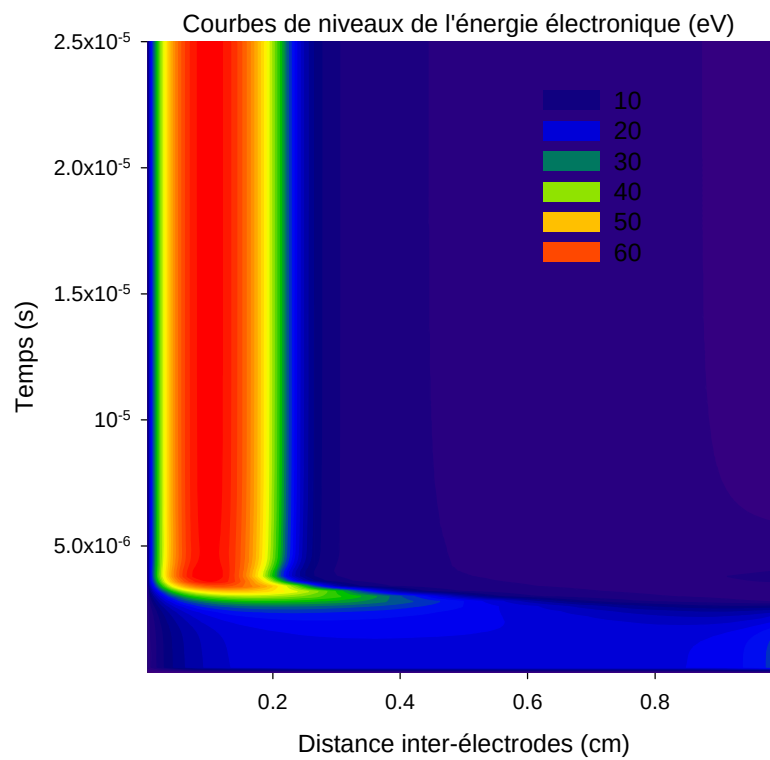


Figure (III-9): Courbes de niveaux de l'énergie électronique dans le mélange (90%He-10%Ar), où $p=2.5$ Torr et $V_{DC}=-325$ V

III-3 CARACTERISTIQUES COURANT- TENSION DANS LE MELANGE (90%He-10%Ar)

Dans cette section nous allons étudier les caractéristiques courant tension de la décharge luminescente dans le mélange (90%He-10%Ar) en présence d'atomes métastables. Pour ce faire : la gamme de la pression est de 1.5, 2.0 et 2.5 Torr. La température est de 300 K. La distance inter-électrodes est de 1 cm. Le coefficient d'émission secondaire est de 0.06 pour l'argon et est de 0.3 pour l'hélium. La gamme de la tension appliquée est de 150 jusqu'à 500 V.

La figure (III-10) représente les caractéristiques courant-tension de la décharge luminescente dans le mélange (90%He-10%Ar) aux pressions 1.5, 2 et 2.5 Torr. On note que tous les points sont retirés de chaque distribution spatiale de la densité de courant. Ces dernières sont constantes dans l'espace inter-électrodes. C'est-à-dire les distributions spatiales de la densité de courant qui sont variables n'étaient pas prises en compte. Autre chose, à partir de notre code numérique, nous avons découvert que le temps de simulation change d'un point à l'autre. A titre d'exemple, au point de 500 V et à la pression de 1.5 Torr, on a un temps de simulation T_2 est égal à 2.5×10^{-5} s, et au point de 200 V à la même pression, on a un temps de simulation T_1 est égal à 7×10^{-5} s. Ce phénomène-là n'était pas observé dans le cas d'un gaz pur [47], autrement dit la distribution spatiale de la densité de courant (pour une tension appliquée de 200 V) n'a jamais été observée constante dans l'espace inter-électrodes même pour un temps de simulation très long, tandis que dans le cas d'un mélange la densité de courant est variable et après un temps de simulation considérable (7×10^{-5} s), elle devient constante dans l'espace inter-électrodes.

Toujours sur la figure (III-10), on remarque que la densité de courant augmente avec la pression sur toute la gamme de la tension appliquée de 200V jusqu'à 500 V. Lors de l'examen de ces profils, on remarque qu'ils sont caractérisés par les mêmes courbes du régime normal et anormal de la décharge luminescente. A titre d'exemple, à la pression de 1.5 Torr le régime anormal est défini à partir de la tension de 300 V.

Dans un souci de comparaison, on a tracé les caractéristiques courant-tension qui sont mesurées dans l'argon pur par Marković et al [70]. Les résultats sont obtenus à la pression 1.5 Torr et à une distance inter-électrodes de 1.2 cm. On remarque qu'ils sont en très bon accord avec nos résultats dans le mélange (90%He-10%Ar).

A noter que cette coïncidence entre les résultats n'a pas été prise pour valider nos résultats mais juste pour voir l'effet du mélange dans la décharge.

La figure (III-11) illustre les valeurs maximales de la densité d'atomes métastables de l'hélium et de l'argon dans le mélange (90%He-10%Ar) en fonction de la tension appliquée aux pressions 1.5, 2 et 2.5 Torr. On remarque que ces valeurs augmentent avec la pression et la tension appliquées. Néanmoins, à la pression 2.5 Torr on remarque une légère augmentation de la densité d'atomes métastables en fonction de la tension appliquée. Contrairement à la pression 1.5 Torr, la densité d'atomes métastables pour la tension appliquée 500 V est très importante par rapport à la densité d'atomes métastables pour la tension de 200 V. On peut expliquer ce phénomène par le fait d'augmenter la pression on diminue le libre parcours moyen, ce qui fait que la particule chargée n'a pas d'espace pour acquérir une énergie suffisante pour faire de collision sous l'effet de la tension appliquée. En effet, il n'y a pas de processus pour la production d'atomes métastables. On peut conclure, qu'à une certaine pression l'effet de la tension appliquée sur la densité d'atomes métastables est négligeable. Donc, la densité d'atomes métastables dans le mélange (90%He-10%Ar) devient saturée.

La figure (III-12) représente le champ électrique à la cathode dans le mélange (90%He-10%Ar) en fonction de la tension appliquée aux pressions 1.5, 2 et 2.5 Torr. On remarque que le champ électrique augmente avec la tension appliquée et/ou la pression due à l'augmentation de la charge d'espace.

La figure (III-13) illustre les valeurs maximales de l'énergie électronique dans le mélange (90%He-10%Ar) en fonction de la tension appliquée aux pressions 1.5, 2 et 2.5 Torr. On constate que la valeur maximale de l'énergie électronique enregistrée dans cette étude est de 100 eV. Cette valeur énorme est due à l'effet de l'hélium dans le mélange. Lorsqu'on examine cette figure, on arrive sur une remarque très sensible, l'énergie électronique diminue avec l'augmentation de la pression pour une gamme de tensions appliquées et augmente avec la pression pour une autre gamme de tensions. A titre d'exemple, pour la gamme de tensions (>300 V), on remarque que l'énergie électronique à la pression 1.5 Torr est légèrement supérieur à l'énergie électronique à la pression 2.5 Torr, et pour la gamme de tensions (< 300 V), l'énergie électronique à la pression 2.5 Torr est supérieur à l'énergie électronique à la pression 1.5 Torr.

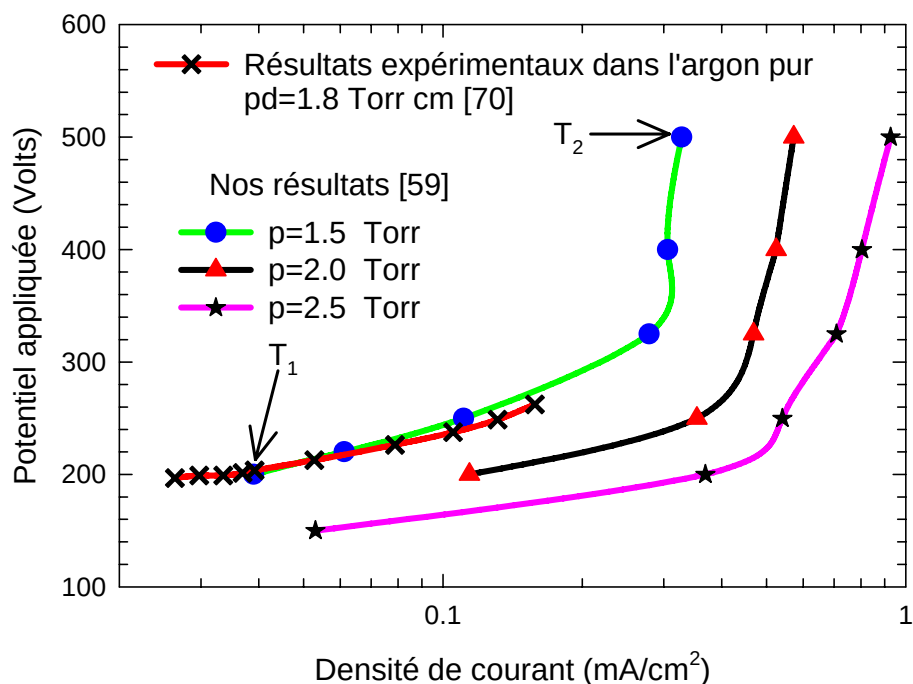


Figure (III-10): Caractéristiques courant-tension dans le mélange (90%He-10%Ar) avec $T_1=7 \times 10^{-5}$ s et $T_2=2.5 \times 10^{-5}$ s qui sont le temps maximal de la simulation et représente l'état stationnaire de la décharge

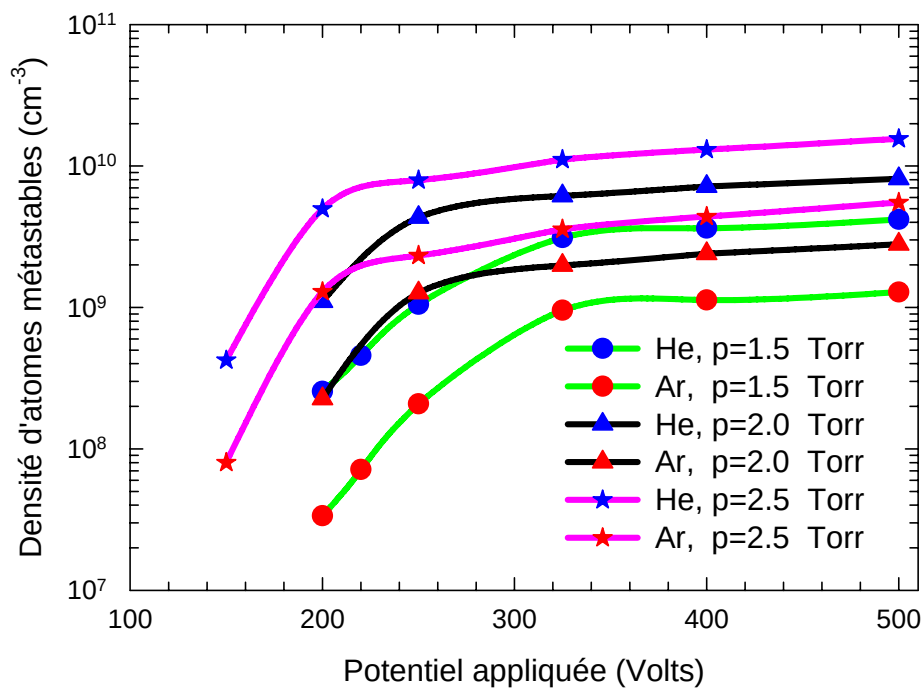


Figure (III-11): les valeurs maximales de la densité d'atomes métastables de l'hélium et de l'argon dans le mélange (90%He-10%Ar) en fonction de la tension appliquée aux pressions 1.5, 2 et 2.5 Torr

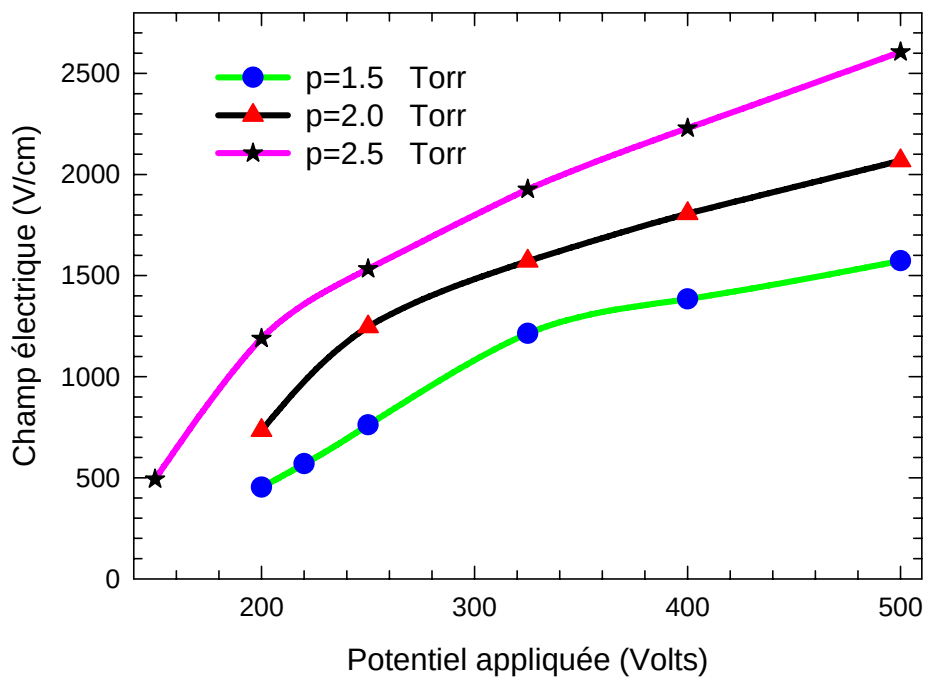


Figure (III-12): *Chap électrique à la cathode dans le mélange (90%He-10%Ar) en fonction de la tension appliquée aux pressions 1.5, 2 et 2.5 Torr*

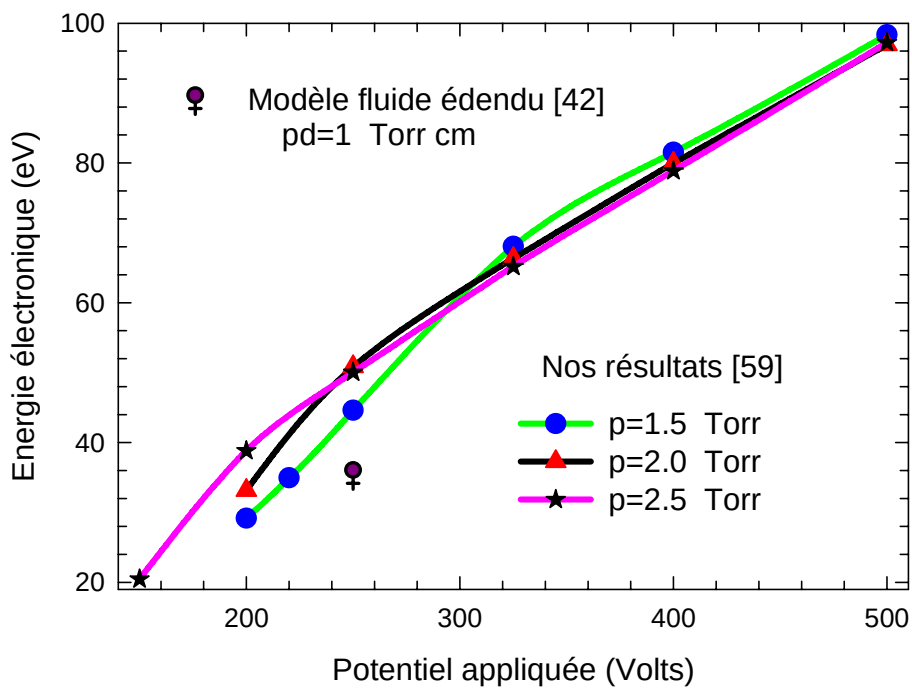


Figure (III-13): *les valeurs maximales de l'énergie électronique dans le mélange (90%He-10%Ar) en fonction de la tension appliquée aux pressions 1.5, 2 et 2.5 Torr*

Cette remarque est reliée au régime de la décharge luminescente, c'est-à-dire que dans la décharge luminescente normale l'énergie électronique augmente avec la pression et dans la décharge luminescente anormale elle diminue avec l'augmentation de la pression.

Toujours dans le souci de comparaison, nous avons tracé dans la même figure l'énergie électronique en fonction de la tension appliquée dans l'argon pur à une pression de 1 Torr qui est obtenue par le modèle fluide étendu utilisé par Rafatov et al. [42].

Dans ce qui suit, nous allons analyser l'effet de la pression sur les distributions spatiales des densités de particules chargées et d'atomes métastables dans le mélange (90%He-10%Ar). Pour ce faire : la tension appliquée à la cathode est de -325 V, le potentiel à l'anode étant maintenu à zéro.

III-3-1 Influence de la pression du gaz sur les distributions spatiales des densités de particules chargées

La figure (III-14) montre l'effet de la pression sur la distribution spatiale de la densité électronique dans le mélange (90%He-10%Ar). On note que la densité électronique augmente avec la pression dans la région du plasma et elle est indépendante dans la région cathodique. De ce fait les électrons dépeuplent de la région cathodique dans la présence d'un fort gradient du potentiel électrique tandis que dans la région du plasma, le champ électrique reste nul et l'augmentation de la pression entraîne l'augmentation du gaz, ce dernier va augmenter les processus d'ionisation et d'excitation. L'augmentation du processus d'excitation va augmenter les processus de chimio-ionisation et l'ionisation d'atomes métastables. Tous ces processus vont participer à l'augmentation de la densité électronique en fonction de la pression.

La figure (III-15) illustre l'effet de la pression sur la distribution spatiale de la densité ionique de l'hélium dans le mélange (90%He-10%Ar). On constate que la densité ionique de l'hélium augmente avec la pression dans la région cathodique et reste inchangeable dans les régions du plasma et anodique. De ce fait, les ions positifs se propagent vers la cathode et s'accumulent dans la région cathodique. D'une autre part, l'augmentation de la pression va accélérer les processus d'ionisation, chimio-ionisation et l'ionisation d'atomes métastables qui à leurs tours vont augmenter les ions He^+ .

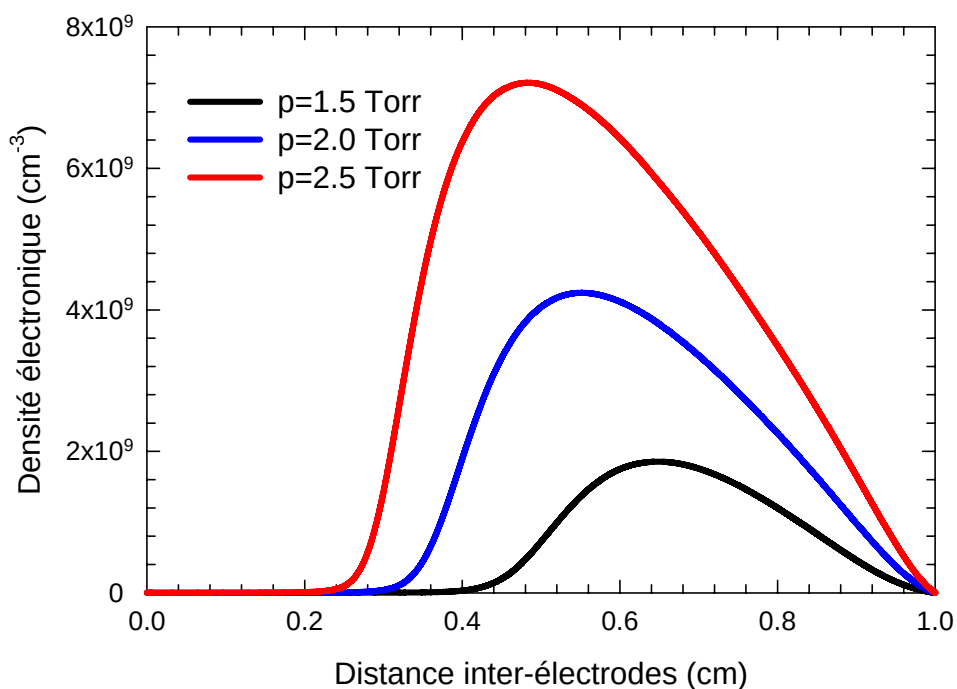


Figure (III-14): Effet de la pression sur la distribution spatiale de la densité électronique dans le mélange (90%He-10%Ar) où $V_{DC} = -325$ V

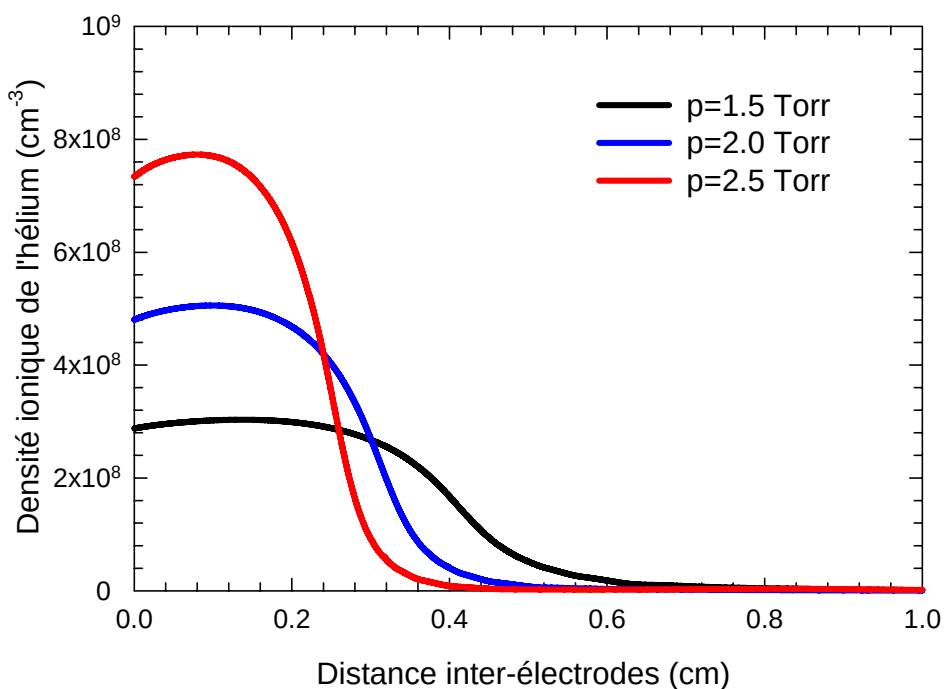


Figure (III-15): Effet de la pression sur la distribution spatiale de la densité ionique de l'hélium dans le mélange (90%He-10%Ar) où $V_{DC} = -325$ V

La figure (III-16) représente l'effet de la pression sur la distribution spatiale de la densité ionique de l'argon dans le mélange (90%He-10%Ar). On observe que la densité ionique de l'argon augmente avec la pression dans toutes les régions de la décharge lumineuse. C'est-à-dire dans les régions cathodique et anodique et la région du plasma. On peut comprendre cette augmentation dans la région cathodique comme si c'est le cas des ions He^+ . Dans la région du plasma et la région anodique, on trouve que la densité ionique de l'argon est très importante par rapport à la densité ionique de l'hélium à cause du seuil d'énergie de l'ionisation qui est égale à 15.76 eV dans l'argon et est égale à 24.58 eV dans l'hélium, ce qui fait que le processus d'ionisation dans l'argon est plus important par rapport au celui dans l'hélium.

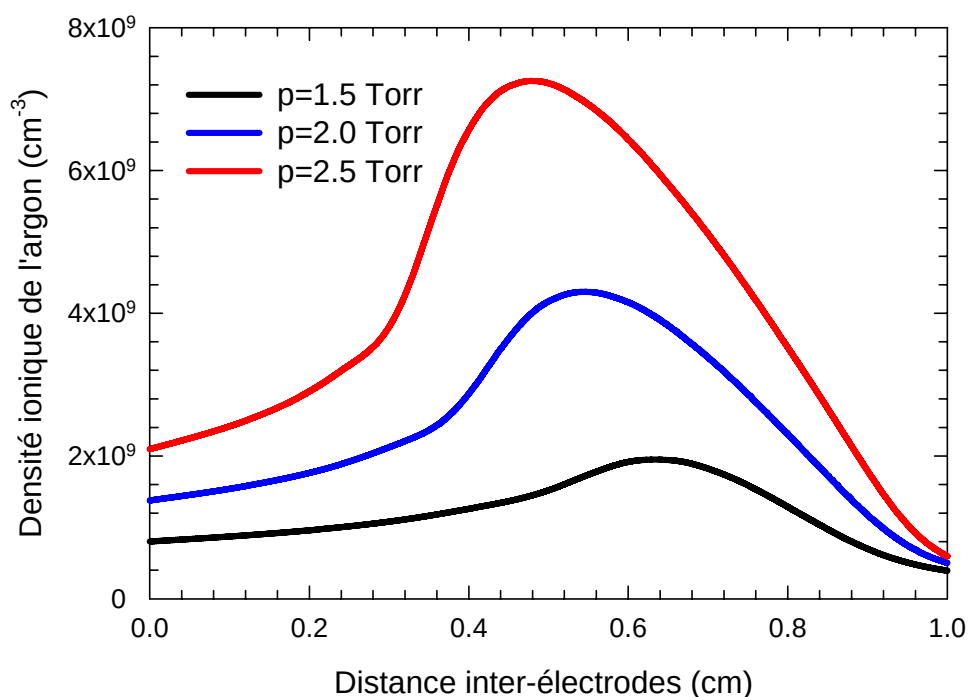


Figure (III-16): Effet de la pression sur la distribution spatiale de la densité ionique de l'argon dans le mélange (90%He-10%Ar) où $V_{DC} = -325$ V

III-3-2 Influence de la pression du gaz sur les distributions spatiales des densités d'atomes métastables

La figure (III-17) représente l'effet de la pression sur la distribution spatiale de la densité d'atomes métastables de l'hélium dans le mélange (90%He-10%Ar). On remarque que la densité d'atomes métastables de l'hélium augmente avec la pression. Ceci peut

s'expliquer par le fait que l'augmentation de la pression conduit à l'augmentation du gaz, ce dernier conduit à accélérer le processus de l'excitation qui est responsable à la production d'atomes métastables. On constate que le pic qui caractérise la densité d'atomes métastables de l'hélium se déplace vers la cathode en augmentant la pression. Ceci est dû à cause de l'élargissement de la région du plasma dans l'enceinte de la décharge.

La figure (III-18) montre l'effet de la pression sur la distribution spatiale de la densité d'atomes métastables de l'argon dans le mélange (90%He-10%Ar). Comme précédemment, on observe les mêmes constatations que dans le cas de l'hélium, c'est-à-dire toujours il y a une augmentation en fonction de la pression. La remarque la plus attractive est que la densité d'atomes métastables de l'hélium est plus grande que celle de l'argon. Ceci est évident à cause de la portion considérable de l'hélium dans le mélange. Néanmoins, dans le travail de Bouchikhi [17], il a trouvé que la densité d'atomes métastables de l'argon est supérieure à la densité d'atomes métastables du Néon malgré le taux considérable du néon dans le mélange (90%). On peut expliquer ce phénomène par la contribution du processus chimio-ionisation-désexcitation qui sert à réduire les atomes métastables du néon dans le mélange, ce processus n'existe plus dans notre cas, c'est-à-dire dans le mélange (90%He-10%Ar). Le tableau (III-2) résume ces constatations avec la durée de vie de chaque gaz.

Mélanges	Densité d'atomes métastables	La durée de vie d'atomes métastables	Réfs.
90%He-10%Ar	$n_m^{\text{He}} \succ n_m^{\text{Ar}}$	Argon	1×10^{-7} (s)
		Hélium	1.7×10^{-6} (s)
90%Ne-10%Ar	$n_m^{\text{Ar}} \succ n_m^{\text{Ne}}$	Argon	1×10^{-7} (s)
		Néon	$2 \times 10^{-3} / p$ (s)

Tableau (III-2): Caractéristiques de la densité d'atomes métastables dans les mélanges avec p en Torr

Dans ce qui suit nous allons analyser l'effet de la tension appliquée sur les distributions spatiales des densités de particules chargées et d'atomes métastables dans le mélange (90%He-10%Ar). Nous avons choisi 2 Torr comme pression du gaz.

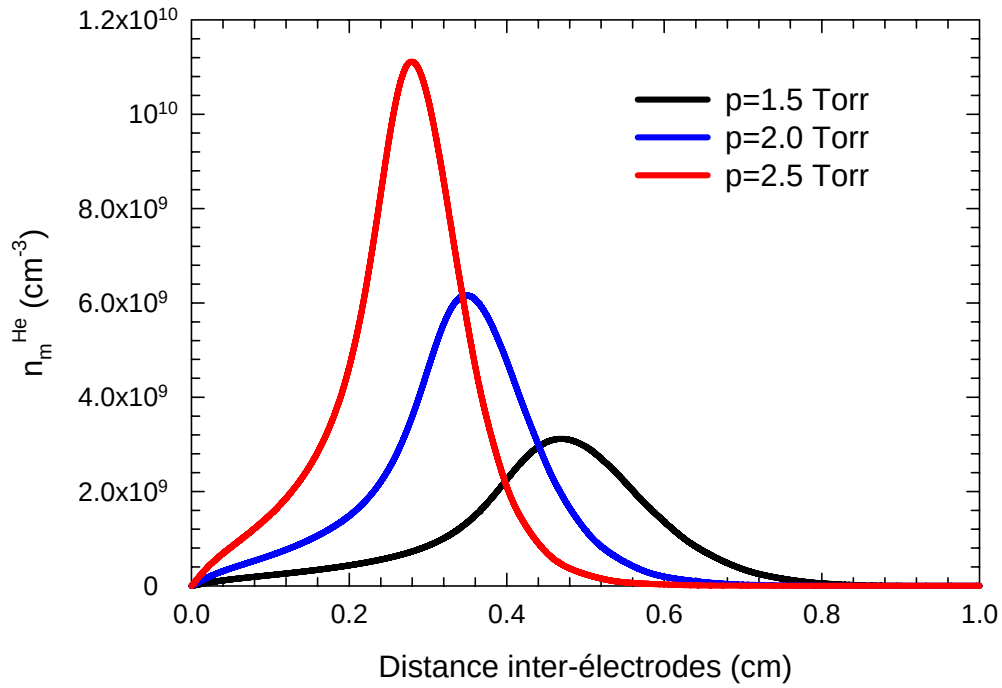


Figure (III-17): Effet de la pression sur la distribution spatiale de la densité d'atomes métastables de l'hélium dans le mélange (90%He-10%Ar) où $V_{\text{DC}} = -325$ V

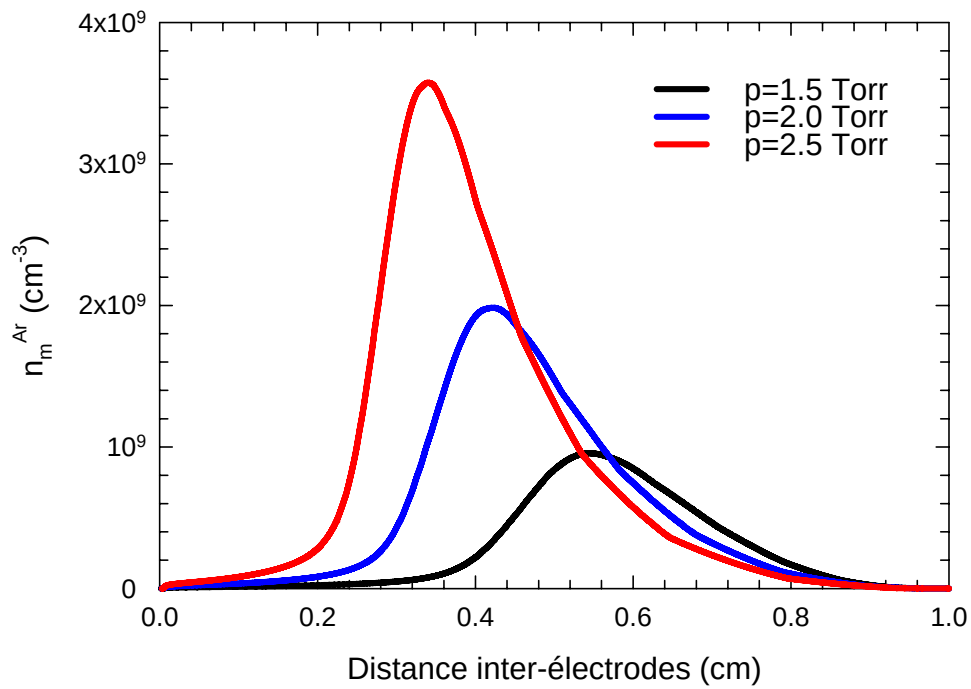


Figure (III-18): Effet de la pression sur la distribution spatiale de la densité d'atomes métastables de l'argon dans le mélange (90%He-10%Ar) où $V_{\text{DC}} = -325$ V

III-3-3 Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales des densités de particules chargées

La figure (III-19) montre l'effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale de la densité électronique dans le mélange (90%He-10%Ar). On remarque que l'effet de la tension appliquée sur la densité électronique est différent à celui dans le cas d'un gaz pur (voir par exemple Réfs. [32, 69]). Ceci est dû à la contribution de l'hélium dans le mélange qui est caractérisé par un coefficient d'émission secondaire très important. D'autre part dans le travail de Bouchikhi [32], les coefficients de transport sont constants. On peut noter aussi que l'effet de la tension appliquée sur la densité électronique n'est pas le même que celui de la pression dans le mélange (voir paragraphe III-3-2).

Habituellement, l'effet de la pression et celui de la tension sont presque semblables mais les phénomènes physiques de chaque effet sont différents. Toujours sur la figure (III-19), on remarque que la densité électronique se concentre au côté anode avec l'augmentation de la tension. Ce mouvement conduit à l'élargissement considérable de la région cathodique à cause de la contribution simultanée des ions positifs de l'hélium et de l'argon, néanmoins dans le cas de la décharge dans un gaz pur il n'existe qu'un seul type d'ions positifs. En revanche, la densité électronique augmente avec la tension appliquée. On peut expliquer ce phénomène par le fait que l'augmentation de la tension conduit à l'augmentation du champ électrique à la cathode, ce dernier sert à augmenter l'énergie électronique qui mène aussi à accélérer les processus chimiques qui produisent les électrons.

La figure (III-20) représente l'effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale de la densité ionique de l'hélium dans le mélange (90%He-10%Ar). C'est aussi dans ce cas là que la densité ionique de l'hélium se concentre à l'anode, c'est-à-dire l'augmentation de la tension appliquée sert à la contraction de la région du plasma à cause du déplacement des ions positifs vers la cathode. On constate que la densité ionique de l'hélium augmente avec la tension. En revanche, l'augmentation de la tension conduit à augmenter l'énergie électronique qui va accélérer les processus chimiques qui produisent les ions He^+ , notamment le processus d'ionisation.

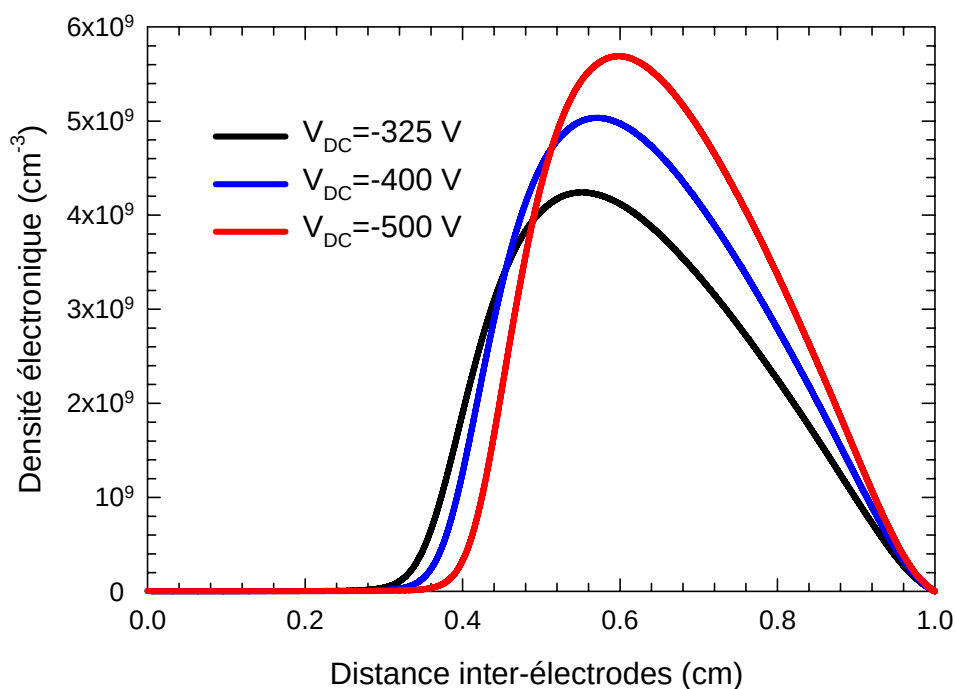


Figure (III-19): Effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale de la densité électronique dans le mélange (90%He-10%Ar) où $p=2$ Torr

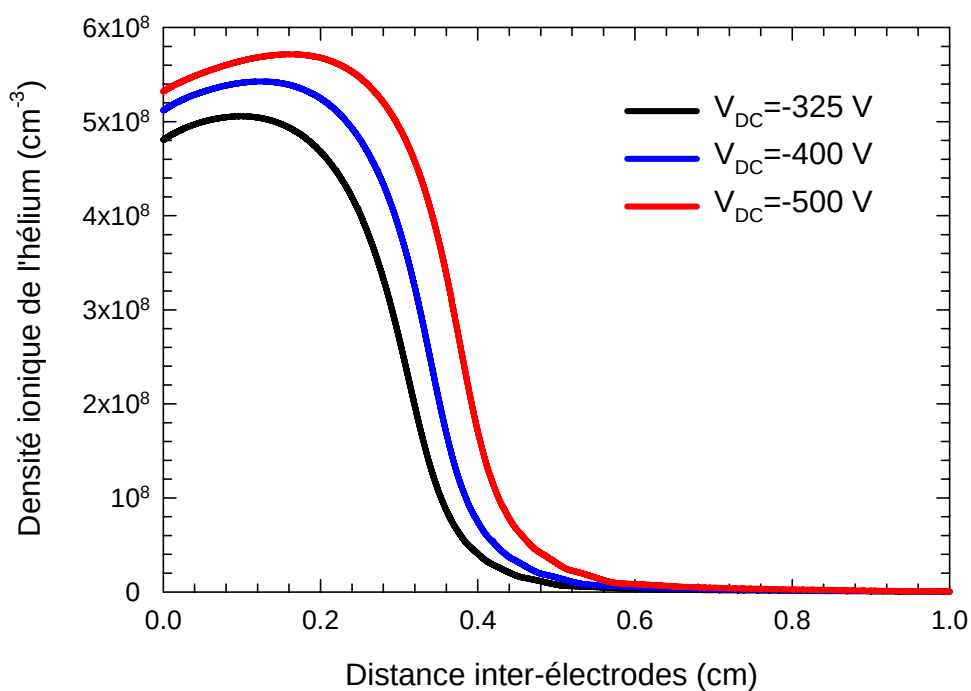


Figure (III-20): Effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale de la densité ionique de l'hélium dans le mélange (90%He-10%Ar) où $p=2$ Torr

La figure (III-21) illustre l'effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale de la densité ionique de l'argon dans le mélange (90%He-10%Ar). Contrairement à ce qui s'est passé sur les densités électronique et ionique de l'hélium, la densité ionique de l'argon augmente avec l'augmentation de la tension presque dans toutes régions de la décharge lumineuse, c'est-à-dire dans les régions cathodique et anodique et la région du plasma. On remarque que la densité ionique de l'argon augmente très légèrement au niveau de la cathode contrairement à celle de l'hélium (voir figure (III-20)).

On peut comprendre ce phénomène par l'effet de l'émission secondaire à la cathode de chaque gaz. En revanche, l'augmentation de la tension conduit à augmenter automatiquement l'énergie électronique, cette dernière sert à accélérer le processus d'ionisation d'une façon plus importante que dans le cas du gaz de l'hélium à cause de l'énergie de seuil d'ionisation dans chaque gaz ($\varepsilon_{io}^{Ar} = 15.76$ eV, $\varepsilon_{io}^{He} = 24.58$ eV).

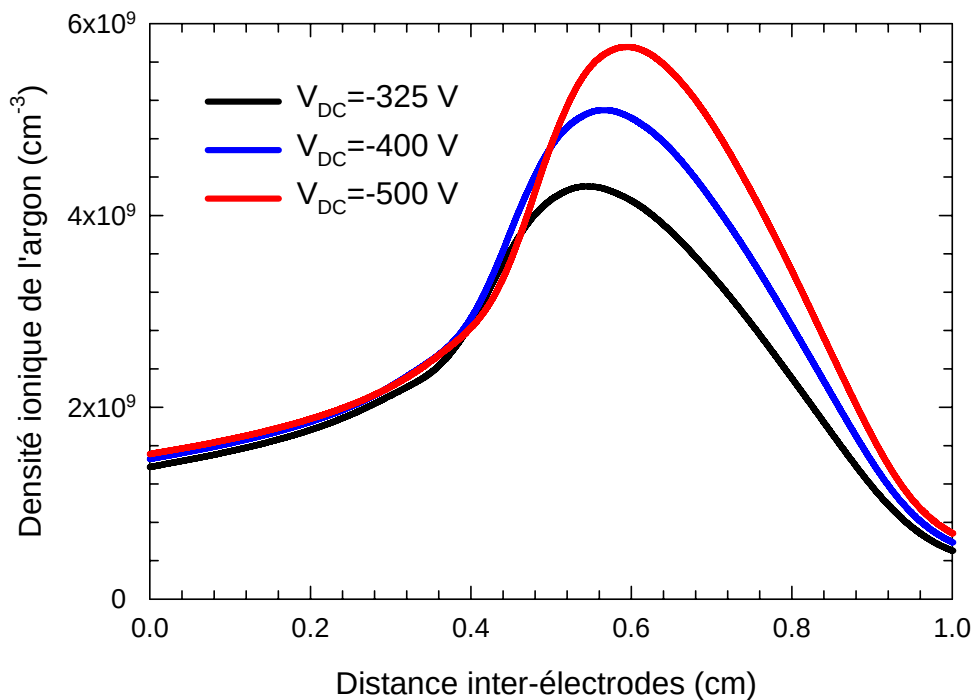


Figure (III-21): Effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale de la densité ionique de l'argon dans le mélange (90%He-10%Ar) où $p=2$ Torr

III-3-4 Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales des densités d'atomes métastables

La figure (III-22) représente l'effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale de la densité d'atomes métastables de l'hélium dans le mélange (90%He-10%Ar). On remarque que la densité d'atomes métastables de l'hélium augmente avec la tension, ceci est attendu à cause de l'augmentation de l'énergie électronique qui elle-même sert à accélérer le processus d'excitation. Malheureusement, cette augmentation n'est pas considérable en vue de la valeur de la tension appliquée (elle varie de 325 V jusqu'à 500 V). Ceci est expliqué par la perte d'atomes métastables dû aux processus de désexcitation et chimio-ionisation. On note que le pic de la densité d'atomes métastables de l'hélium déplace vers l'anode à cause de l'élargissement de la région cathodique.

La figure (III-23) illustre l'effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale de la densité d'atomes métastables de l'argon dans le mélange (90%He-10%Ar). On observe les mêmes constatations que dans le cas de l'hélium.

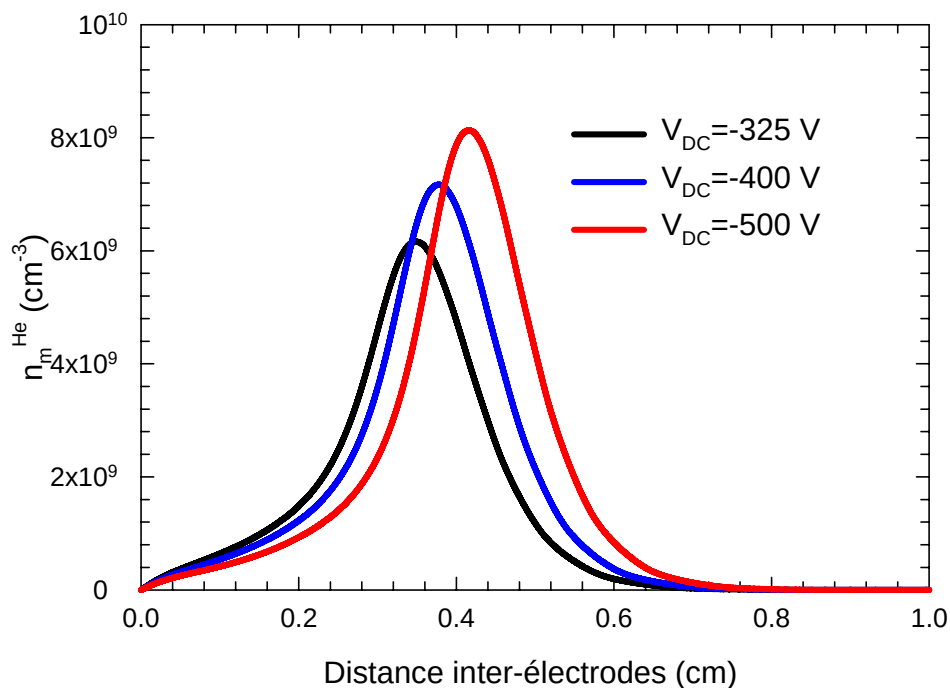


Figure (III-22): Effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale de la densité d'atomes métastables de l'hélium dans le mélange (90%He-10%Ar) où $p=2$ Torr

Néanmoins, la densité d'atomes métastables de l'argon à l'état stationnaire est moins importante par rapport à celle de l'hélium à cause du petit taux de l'argon dans le mélange (10%).

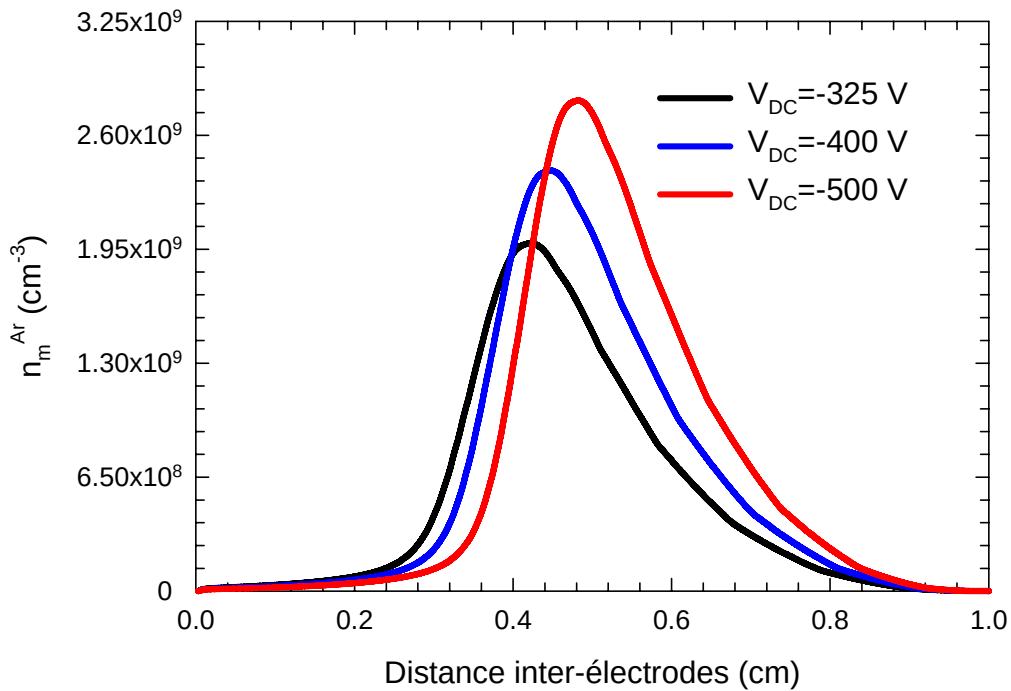


Figure (III-23): Effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale de la densité d'atomes métastables de l'argon dans le mélange (90%He-10%Ar) où $p=2$ Torr

III-4 CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE DANS L'HELIUM PUR

Dans cette section nous allons analyser les caractéristiques de la décharge lumineuse dans l'hélium pur en présence d'atomes métastables. Pour ce faire, la pression du gaz est de 2.5 Torr et sa température est de 300 K. Le coefficient d'émission secondaire est fixé à 0.3. Les processus chimiques intervenant dans la décharge sont déjà indiqués dans le tableau (III-1). Néanmoins, cette fois-ci le taux du gaz d'hélium dans l'enceinte à décharge est de 100%.

La figure (III-24) illustre l'effet de la tension appliquée sur les distributions spatiales du champ électrique à l'état stationnaire. On remarque que la largeur de la gaine cathodique augmente avec la tension appliquée et en même instant on constate une légère augmentation de la largeur de la gaine anodique.

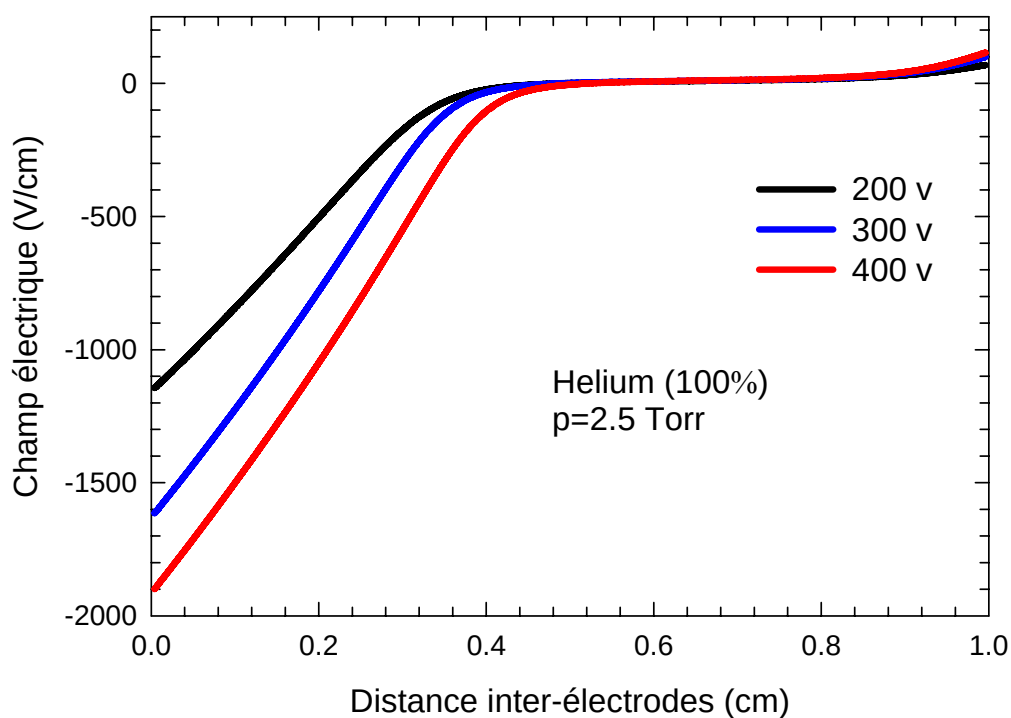


Figure (III-24): Effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale du champ électrique dans l'hélium pur avec $p=2.5$ Torr

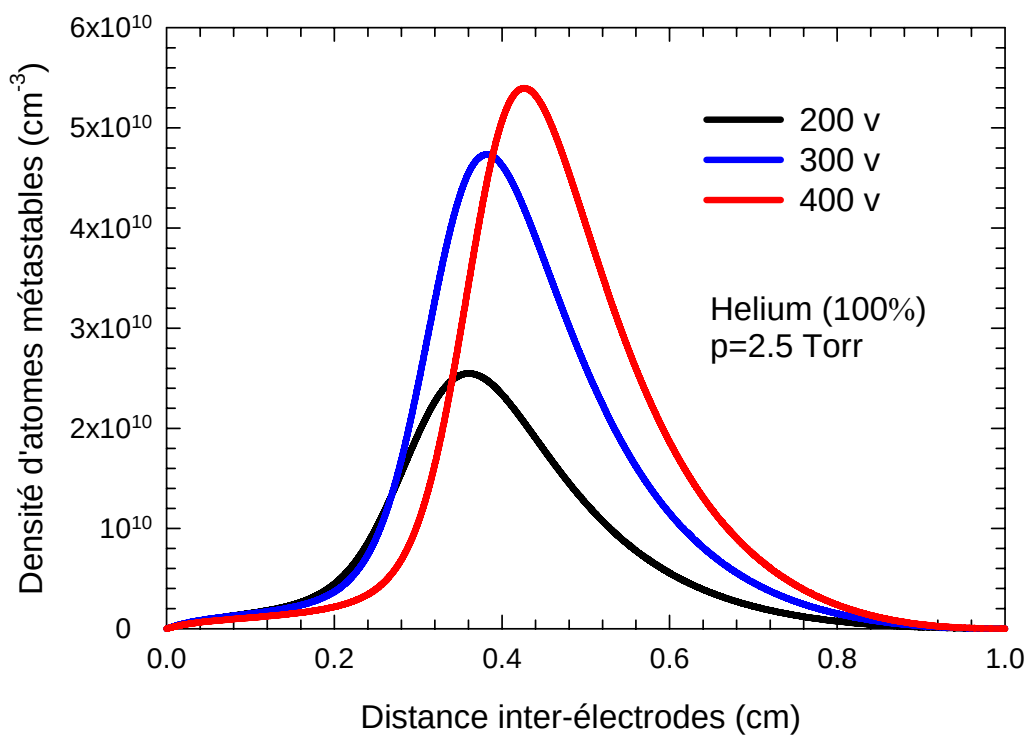


Figure (III-25): Effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale de la densité d'atomes métastables dans l'hélium pur avec $p=2.5$ Torr

Ceci va entraîner automatiquement la contraction de la largeur de la région du plasma. On note que la valeur du champ électrique à la cathode est égale à 1143.94 V/cm pour la tension appliquée de 200 V et est égale à 1899.17 V/cm pour la tension de 400 V.

Dans le souci de la comparaison la valeur du champ électrique est de 2229.03 V/cm à la tension 400 V dans le mélange (90%He-10%Ar) à la même pression que dans le cas d'hélium pur (voir figure (III-12)). En effet, la valeur du champ électrique augmente d'un taux égal à 17.36%, lorsqu'on passe de l'hélium pur au mélange de (90%He-10%Ar).

La figure (III-25) représente l'effet de la tension appliquée sur les distributions spatiales de la densité d'atomes métastables à l'état stationnaire. On remarque que la densité d'atomes métastables augmente avec la tension appliquée qui va accélérer le processus d'excitation. On constate que le sommet de la densité d'atomes métastables s'éloigne de la région cathodique à cause de l'élargissement de cette dernière.

On note aussi que le maximum de la densité d'atomes métastables change de 2.55×10^{10} à $5.39 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ correspondants respectivement aux tensions 200 et 400 V appliquées à la cathode. A fin de comprendre l'effet du mélange dans la décharge, nous avons enregistré la valeur de la densité d'atomes métastables de l'hélium dans le mélange (90%He-10%Ar), elle vaut $1.3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ pour la tension de 400 V et à la même pression que dans le cas d'hélium pur (voir figure (III-11)). Par conséquent, on constate une diminution de la densité d'atomes métastables d'hélium lorsqu'on passe de l'hélium pur au mélange de (90%He-10%Ar). On peut expliquer cette diminution par le fait que la production d'atomes métastables d'hélium soumis exclusivement au taux d'hélium dans le mélange.

La figure (III-26) montre l'effet de la tension appliquée sur les distributions spatiales de l'énergie électronique à l'état stationnaire. On remarque que l'énergie électronique augmente avec la tension appliquée dans la gaine cathodique à cause de l'accroissement du champ électrique. A noter que l'énergie maximale est de 48.23 eV pour la tension de 200V et de 95.85 eV pour la tension de 400 V. Dans le cas précédent, c'est-à-dire dans le mélange (90%He-10%Ar), nous avons enregistré une valeur de l'énergie électronique de 78.89 eV et ce dans les mêmes conditions de la décharge dans l'hélium pur (la tension appliquée, la pression...). Par conséquent, l'énergie électronique maximale augmente avec le taux du gaz d'hélium dans le mélange.

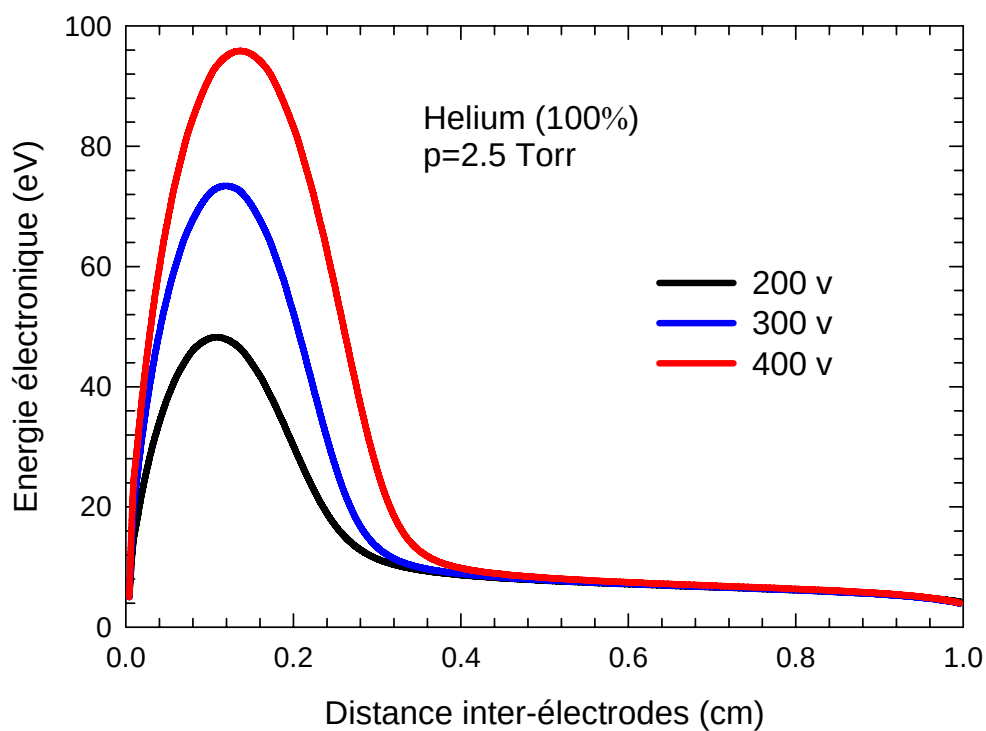


Figure (III-26): Effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale de l'énergie électronique dans l'hélium pur avec $p=2.5$ Torr

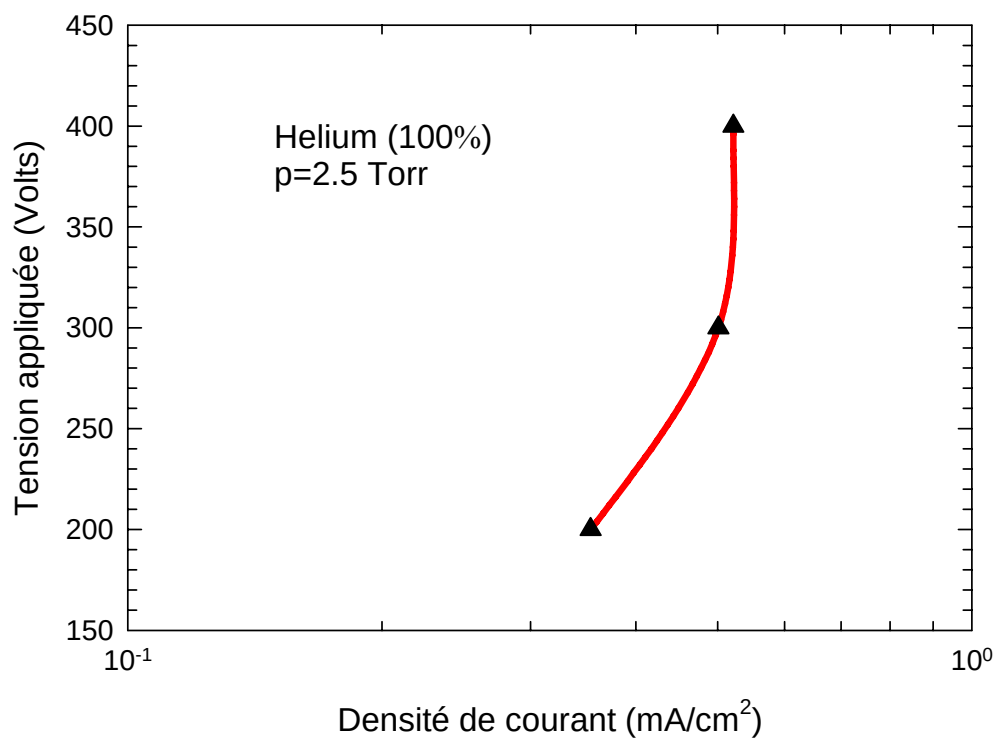


Figure (III-27): Caractéristique courant-tension dans l'hélium pur avec $p=2.5$ Torr

La figure (III-27) représente les caractéristiques courant-tension dans l'hélium pur à l'état stationnaire de la décharge.

On note que la valeur du courant change de 0.35 à 0.52 mA/cm² correspondants respectivement aux tensions 200 et 400 V. Dans un souci de comparaison au décharge appliquée dans le mélange (90%He-10%Ar), nous avons enregistré une valeur de la densité de courant de 0.80 mA/cm² pour la tension de 400 V. En conséquence, une augmentation considérable de la densité de courant est enregistrée lorsqu'on passe de l'hélium pur au mélange de (90%He-10%Ar), cette augmentation est d'un taux de 53.85%

III-5 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons analysé la décharge luminescente dans le mélange (90%He-10%Ar) et l'hélium pur en présence d'atomes métastables. Autant que le modèle fluide avec multiple espèces chargées et non chargées repose sur la saisie des données de base dépendantes strictement de l'énergie électronique, les résultats vont identifier correctement l'évolution de la décharge. D'après ces résultats, on peut tirer les conclusions suivantes : dans le mélange (90%He-10%Ar).

- ✓ Une augmentation brutale de la densité ionique d'hélium est observée au début de la deuxième phase de la décharge.
- ✓ Le temps de simulation pour arriver à l'état stationnaire est moins court par rapport à la décharge dans un gaz pur.
- ✓ A une certaine pression l'effet de la tension appliquée sur la densité d'atomes métastables est négligeable.
- ✓ Une valeur énorme de l'énergie électronique est enregistrée.
- ✓ Le seuil de l'énergie d'ionisation de chaque gaz à conséquence d'augmenter la densité ionique dans les régions anodique et du plasma.
- ✓ La densité d'atomes métastables de l'hélium est plus importante par rapport à celle de l'argon.
- ✓ La densité d'atomes métastables ainsi que l'énergie électronique de l'hélium sont moins importantes par rapport à la décharge dans l'hélium pur.

L'augmentation de la pression va entraîner:

- l'augmentation des ions He⁺, Ar⁺ et les électrons ainsi que les densités d'atomes métastables de l'hélium et de l'argon.
- La contraction de la région cathodique.

L'augmentation de la tension va entraîner :

- l'élargissement de la région cathodique.
- L'augmentation des densités ioniques et d'atomes métastables de l'hélium et de l'argon

Dans le prochain chapitre nous allons étudier la décharge luminescente dans le mélange néon/xénon et dans le xénon pur.

CHAPITRE IV

ETUDE DE LA DECHARGE LUMINESCENCE DANS LE MELANGE NEON/XENON ET LE XENON PUR EN PRESENCE D'ATOMES METASTABLES

IV-1 INTRODUCTION

Dans ce dernier chapitre nous allons analyser la décharge luminescente dans le mélange Néon/Xénon en quatre proportions différentes ainsi que dans le Xénon pur, et ce en présence d'atomes métastables. Tout d'abord, nous allons présenter le modèle fluide avec multiple espèce en fonction du rapport du gaz dans le mélange. Les données de base sont toujours en fonction de l'énergie électronique et sont calculées par le logiciel BOLSIG+ en tenant compte de la forme non-maxwellienne de la fonction de distribution de l'énergie électronique. Les courbes de niveaux des densités de particules chargées et d'atomes métastables, du potentiel et du champ électriques ainsi que l'énergie électronique dans les différents mélanges sont présentées à la pression 1.5 Torr et à une tension de 250 V. Les caractéristiques courant-tension dans les différents rapports de mélanges Néon/Xénon sont également présentées à la pression 1.5 Torr. Pour montrer l'influence du Xénon dans le mélange, nous allons analyser les caractéristiques courant-tension dans le Xénon pur.

IV-2 EVOLUTION TEMPORELLE DES PARAMETRES DE LA DECHARGE DANS LE MELANGE (Ne/Xe)

Dans cette section nous allons analyser l'évolution temporelle des paramètres de la décharge dans les mélanges (90%Ne-10%Xe), (80%Ne-20%Xe), (70%Ne-30%Xe) et (50%Ne-50%Xe). Pour ce faire, nous allons présenter les distributions spatiales dans le

temps des densités électronique, ioniques et d'atomes métastables du Néon et du Xénon, le potentiel et le champ électriques aussi que l'énergie électronique.

La contribution de différents processus chimiques dans la décharge sont élaborés dans le tableau IV-1.

Processus	Nom des Processus	Taux des réactions		Réf.
		Symbole	Valeur	
$\text{Ne} + e^- \rightarrow \text{Ne} + e^-$	Collision élastique	P_{ec}^{Ne}	Calculer (eVs^{-1})	[63-64]
$\text{Ne} + e^- \rightarrow \text{Ne}^+ + 2e^-$	Ionisation	K_{io}^{Ne}	BOLSIG+ (cm^3s^{-1})	[50-65]
$\text{Ne} + e^- \rightarrow \text{Ne}_m^* + e^-$	Excitation	K_{ex}^{Ne}	BOLSIG+ (cm^3s^{-1})	[50-65]
$\text{Ne}_m^* + e^- \rightarrow \text{Ne} + e^-$	Désexcitation	K_{dex}^{Ne}	BOLSIG+ (cm^3s^{-1})	[50-65]
$\text{Ne}_m^* + \text{Ne}_m^* \rightarrow \text{Ne}^+ + e^- + \text{Ne}$	Chimio-ionisation	K_{ci}^{Ne}	3.6×10^{-10} (cm^3s^{-1})	[71]
$\text{Ne}_m^* \rightarrow \text{Ne} + h\nu$	Radiation	τ_m^{Ne}	2×10^{-3} / p (s)	[72]
$e^- + \text{Ne}_m^* \rightarrow \text{Ne}^+ + 2e^-$	Ionisation d'atomes Métastables	K_{mi}^{Ne}	Calculer (cm^3s^{-1})	[68]
$\text{Xe} + e^- \rightarrow \text{Xe} + e^-$	Collision élastique	P_{ec}^{Xe}	Calculer (eVs^{-1})	[63-64]
$\text{Xe} + e^- \rightarrow \text{Xe}^+ + 2e^-$	Ionisation	K_{io}^{Xe}	BOLSIG+ (cm^3s^{-1})	[50-65]
$\text{Xe} + e^- \rightarrow \text{Xe}_m^* + e^-$	Excitation	K_{ex}^{Xe}	BOLSIG+ (cm^3s^{-1})	[50-65]
$\text{Xe}_m^* + e^- \rightarrow \text{Xe} + e^-$	Désexcitation	K_{dex}^{Xe}	BOLSIG+ (cm^3s^{-1})	[50-65]
$\text{Ne}_m^* + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}^+ + e^- + \text{Ne}$	Chimio-ionisation-désexcitation	K_{ci}^{NeXe}	7.5×10^{-11} (cm^3s^{-1})	[73]
$\text{Xe}_m^* + \text{Xe}_m^* \rightarrow \text{Xe}^+ + e^- + \text{Xe}$	Chimio- ionisation	K_{ci}^{Xe}	4.8×10^{-10} (cm^3s^{-1})	[66]
$\text{Xe}_m^* \rightarrow \text{Xe} + h\nu$	Radiation	τ_m^{Xe}	2.7×10^6 (s^{-1})	[74]
$e^- + \text{Xe}_m^* \rightarrow \text{Xe}^+ + 2e^-$	Ionisation d'atomes Métastables	K_{mi}^{Xe}	Calculer (cm^3s^{-1})	[68]

Tableau (IV-1): Réactions cinétiques des processus dans le mélange (Ne-Xe)

On désigne par α le pourcentage du gaz de Néon dans le mélange et par β le pourcentage du gaz Xénon dans le mélange. Le modèle fluide étendu s'écrit ainsi :

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

$$\frac{\partial n_+^{Ne}}{\partial t} + \frac{\partial \phi_+^{Ne}}{\partial x} = S_+^{Ne} \quad (\text{Eq.IV-2})$$

$$\frac{\partial n_+^{Xe}}{\partial t} + \frac{\partial \phi_+^{Xe}}{\partial x} = S_+^{Xe} \quad (\text{Eq.IV-3})$$

$$\frac{\partial n_m^{Ne}}{\partial t} + \frac{\partial \varphi_m^{Ne}}{\partial x} = S_m^{Ne} \quad (\text{Eq.IV-4})$$

$$\frac{\partial n_m^{Xe}}{\partial t} + \frac{\partial \varphi_m^{Xe}}{\partial x} = S_m^{Xe} \quad (\text{Eq.IV-5})$$

$$S_+^{Ne} = n_e (\alpha n_o K_{io}^{Ne} + n_m^{Ne} K_{mi}^{Ne}) + n_m^{Ne} n_m^{Ne} K_{ci}^{Ne} \quad (\text{Eq.IV-6})$$

$$S_+^{Xe} = n_e (\beta n_o K_{io}^{Xe} + n_m^{Xe} K_{mi}^{Xe}) + n_m^{Xe} n_m^{Xe} K_{ci}^{Xe} + \beta n_o n_m^{Ne} K_{ci}^{NeXe} \quad (\text{Eq.IV-7})$$

$$S_e = S_+^{Ne} + S_+^{Xe} \quad (\text{Eq.IV-8})$$

$$S_m^{Ne} = n_e (\alpha n_o K_{ex}^{Ne} - n_m^{Ne} K_{dex}^{Ne} - n_m^{Ne} K_{mi}^{Ne}) - 2 n_m^{Ne} n_m^{Ne} K_{ci}^{Ne} - \frac{n_m^{Ne}}{\tau_m^{Ne}} - \beta n_o n_m^{Ne} K_{ci}^{NeXe} \quad (\text{Eq.IV-9})$$

$$S_m^{Xe} = n_e (\beta n_o K_{ex}^{Xe} - n_m^{Xe} K_{dex}^{Xe} - n_m^{Xe} K_{mi}^{Xe}) - 2 n_m^{Xe} n_m^{Xe} K_{ci}^{Xe} - \frac{n_m^{Xe}}{\tau_m^{Xe}} \quad (\text{Eq.IV-10})$$

$$\frac{\partial \varepsilon_e n_e}{\partial t} + \frac{\partial \varphi_{ee}}{\partial x} = S_{ee} \quad (\text{Eq.IV-11})$$

$$\begin{aligned} S_{ee} = & -e \varphi_e E + \varepsilon_m^{Xe} n_e n_m^{Xe} K_{dex}^{Xe} + \varepsilon_m^{Ne} n_e n_m^{Ne} K_{dex}^{Ne} + \varepsilon_{ci}^{Xe} n_m^{Xe} n_m^{Xe} K_{ci}^{Xe} + \varepsilon_{ci}^{Ne} n_m^{Ne} n_m^{Ne} K_{ci}^{Ne} + \\ & \varepsilon_{ci}^{NeXe} n_m^{Ne} \beta n_o K_{ci}^{NeXe} - n_e P_{ec}^{Xe} - n_e P_{ec}^{Ne} - n_e (\varepsilon_m^{Xe} \beta n_o K_{ex}^{Xe} + \varepsilon_{io}^{Xe} \beta n_o K_{io}^{Xe} + \\ & (\varepsilon_{io}^{Xe} - \varepsilon_m^{Xe}) n_m^{Xe} K_{mi}^{Xe} + (\varepsilon_{io}^{Ne} - \varepsilon_m^{Ne}) n_m^{Ne} K_{mi}^{Ne} + \varepsilon_m^{Ne} \alpha n_o K_{ex}^{Ne} + \varepsilon_{io}^{Ne} \alpha n_o K_{io}^{Ne}) \end{aligned} \quad (\text{Eq.IV-12})$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{e_o}{\varepsilon_o} (n_+^{Ne} + n_+^{Xe} - n_e) \quad (\text{Eq.IV-13})$$

$$\varepsilon_{ci}^{gas} = 2\varepsilon_m^{gas} - \varepsilon_{io}^{gas} \quad (\text{Eq.IV-14})$$

Les rapports β et α sont reliées par l'expression ci-dessous:

$$\beta = 1 - \alpha \quad (\text{Eq.IV-15})$$

Le deuxième moment de l'équation de Boltzmann pour chaque particule chargée ainsi que pour les atomes métastables s'écrit de la manière suivante:

$$\varphi_e = -n_e \mu_e E - \frac{\partial D_e n_e}{\partial x} \quad (\text{Eq.IV-16})$$

$$\varphi_+^{Ne} = n_+^{Ne} \mu_{Ne^+}^{NeXe} E - \frac{\partial D_{Ne^+}^{NeXe} n_+^{Ne}}{\partial x} \quad (\text{Eq.IV-17})$$

$$\varphi_+^{Xe} = n_+^{Xe} \mu_{Xe^+}^{NeXe} E - \frac{\partial D_{Xe^+}^{NeXe} n_+^{Xe}}{\partial x} \quad (\text{Eq.IV-18})$$

$$\varphi_m^{Ne} = -D_m^{Ne} \frac{\partial n_m^{Ne}}{\partial x} \quad (\text{Eq.IV-19})$$

$$\phi_m^{Xe} = -D_m^{Xe} \frac{\partial n_m^{Xe}}{\partial x} \quad (\text{Eq.IV-20})$$

$$\phi_{ee} = -n_e E \mu_{ee} - \frac{\partial n_e D_{ee}}{\partial x} \quad (\text{Eq.IV-21})$$

$$D_{ee} = \frac{5D_e \varepsilon_e}{3} \quad (\text{Eq.IV-22})$$

$$\mu_{ee} = \frac{5\mu_e \varepsilon_e}{3} \quad (\text{Eq.IV-23})$$

La mobilité ionique d'un gaz dans un mélange est calculée à l'aide de la loi de Blanc [58]:

$$\frac{1}{\mu_{\text{gas}^+}^{\text{mixture}}} = \frac{\alpha}{\mu_{\text{gas}^+}^{\text{gas1}}} + \frac{\beta}{\mu_{\text{gas}^+}^{\text{gas2}}} \quad (\text{Eq.IV-24})$$

Le coefficient de diffusion ionique d'un gaz dans un mélange est déterminé directement par la relation d'Einstein:

$$D_{\text{gas}^+}^{\text{mixture}} = \frac{\mu_{\text{gas}^+}^{\text{mixture}} T K_B}{e_0}, \quad (\text{Eq.IV-25})$$

IV-2-1 Courbes de niveaux de la densité électronique dans le mélange Ne/Xe

La figure (IV-1) montre les courbes de niveaux de la densité électronique dans les mélanges (90%Ne-10%Xe), (80%Ne-20%Xe), (70%Ne-30%Xe) et (50%Ne-50%Xe) où la pression du gaz est de 1.5 Torr et la tension appliquée à la cathode est de -250 V. On peut remarquer que chaque mélange est constitué de trois zones ; la première zone est caractérisée par la forme de Laplace où la densité électronique est faible, la deuxième zone traduit le mouvement des électrons dans l'enceinte du plasma et la troisième zone montre l'état stationnaire de la décharge.

Néanmoins, ces zones sont distinctes dans le temps pour chaque mélange. A titre d'exemple, le début de la deuxième zone dans le mélange (90%Ne-10%Xe) est à 1.2×10^{-5} s et dans le mélange (80%Ne-20%Xe) il est à 6×10^{-6} s. Ceci dit, la décharge commence plus vite dans le mélange (80%Ne-20%Xe) par rapport au mélange (90%Ne-10%Xe).

On constate que le début de la deuxième zone est dégradé successivement dans les mélanges (70%Ne-30%Xe) et (50%Ne-50%Xe). On peut déduire immédiatement la valeur maximale de la densité électronique dans le mélange (90%Ne-10%Xe), elle est de $2.5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ et est égale à $4 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ dans le mélange (80%Ne-20%Xe), elle est de

$6 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ dans le mélange (70%Ne-30%Xe) et dans le mélange (50%Ne-50%Xe) la valeur maximale de la densité électronique est de $8 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$.

Par conséquent, l'augmentation du rapport du Xénon dans le mélange à un effet considérable sur le comportement électrique de la décharge.

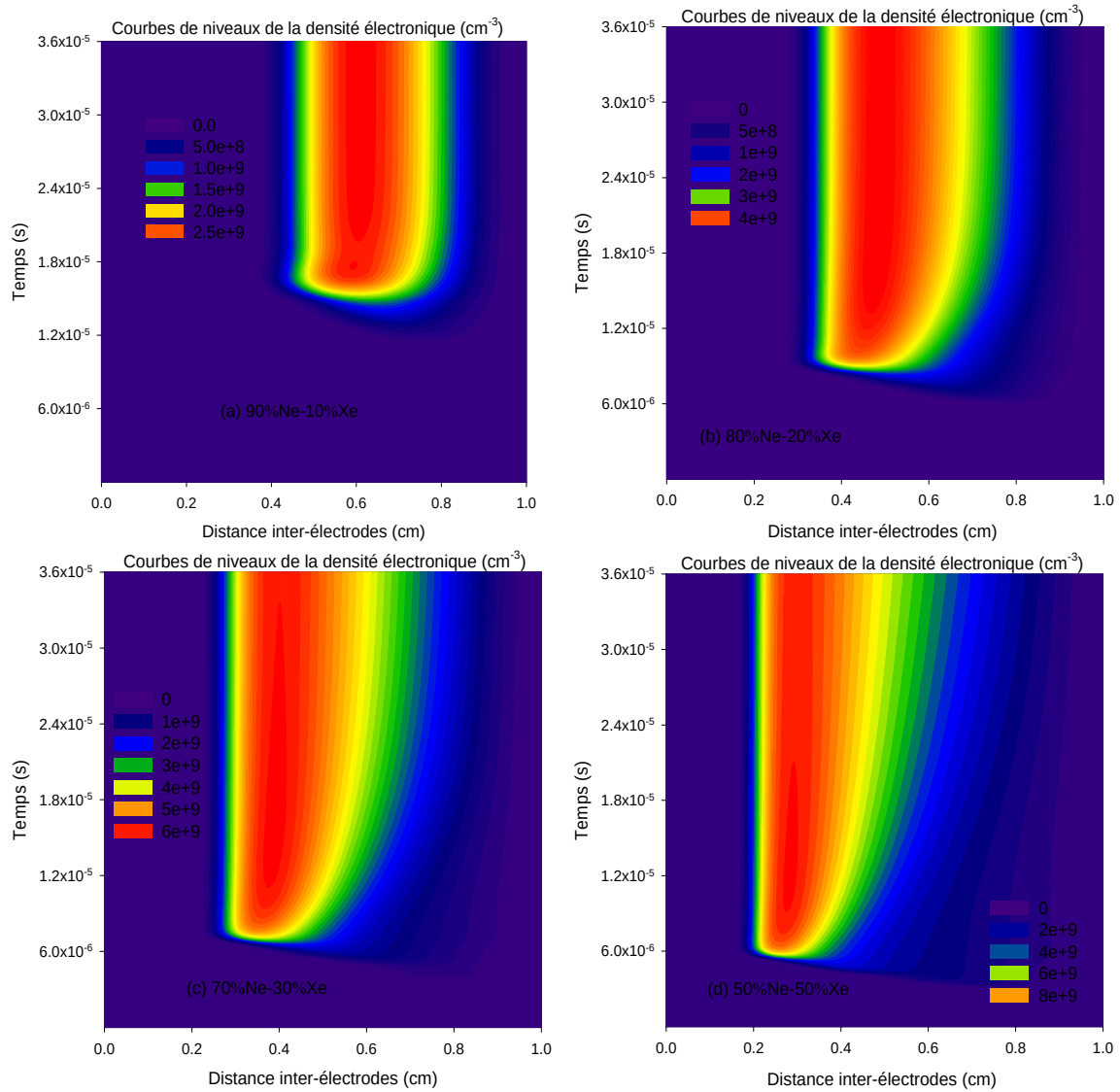


Figure (IV-1): Courbes de niveaux de la densité électronique dans les mélanges (a) (90%Ne-10%Xe), (b) (80%Ne-20%Xe), (c) (70%Ne-30%Xe) et (d) (50%Ne-50%Xe) où $p=1.5 \text{ Torr}$ et $V_{DC}=-250 \text{ V}$

IV-2-2 Courbes de niveaux de la densité ionique du Néon dans le mélange Ne/Xe

La figure (IV-2) illustre les courbes de niveaux de la densité ionique du Néon dans les mélanges (90%Ne-10%Xe), (80%Ne-20%Xe), (70%Ne-30%Xe) et (50%Ne-50%Xe) où la tension cathodique est égale à -250 V et la pression du gaz est égale à 1.5 Torr. On remarque que la densité ionique du Néon diminue avec le rapport du gaz de Néon dans le mélange.

A noter que la valeur maximale de la densité ionique du Néon dans le mélange (90%Ne-10%Xe) est égale à $2 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ et vaut $5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ dans le mélange (50%Ne-50%Xe). On peut expliquer ce phénomène par le fait que le processus d'ionisation qui devient important dans le cas où la densité du gaz de Néon est importante dans le mélange.

En revanche, les trois zones qui caractérisent l'évolution temporelle de la décharge se diffèrent dans le temps pour chaque mélange. A titre d'exemple le début de la troisième zone dans le mélange (90%Ne-10%Xe) est égal à peu près $1.5 \times 10^{-5} \text{ s}$ et est égal à $9 \times 10^{-6} \text{ s}$ dans le mélange (80%Ne-20%Xe). Par conséquent, la décharge s'établit plus vite lorsqu'on diminue la portion du gaz du Néon dans le mélange.

Ceci s'interprète par le seuil d'ionisation du gaz de Néon qui est important. La remarque la plus visible est la plus attractive est que la densité ionique du Néon devient importante dans le début de la troisième zone, puis diminue légèrement à une valeur stable.

Cette remarque est illustrée dans les quatre mélanges tandis qu'elle n'est pas observée dans le cas du Néon pur (voir les Réfs. [47,69]). Donc, la portion du gaz de Néon dans le mélange n'a aucune relation avec ce phénomène-là. On peut expliquer cela par le mouvement simultané des ions positifs du Néon et du Xénon dans le mélange, où les ions du Néon se propagent beaucoup plus vite que les ions du Xénon. La contribution d'émission secondaire à la cathode joue également un rôle très important pour créer ce phénomène. Le coefficient d'émission secondaire du Néon est égal à 0.26 et vaut 0.03 pour les ions de Xénon.

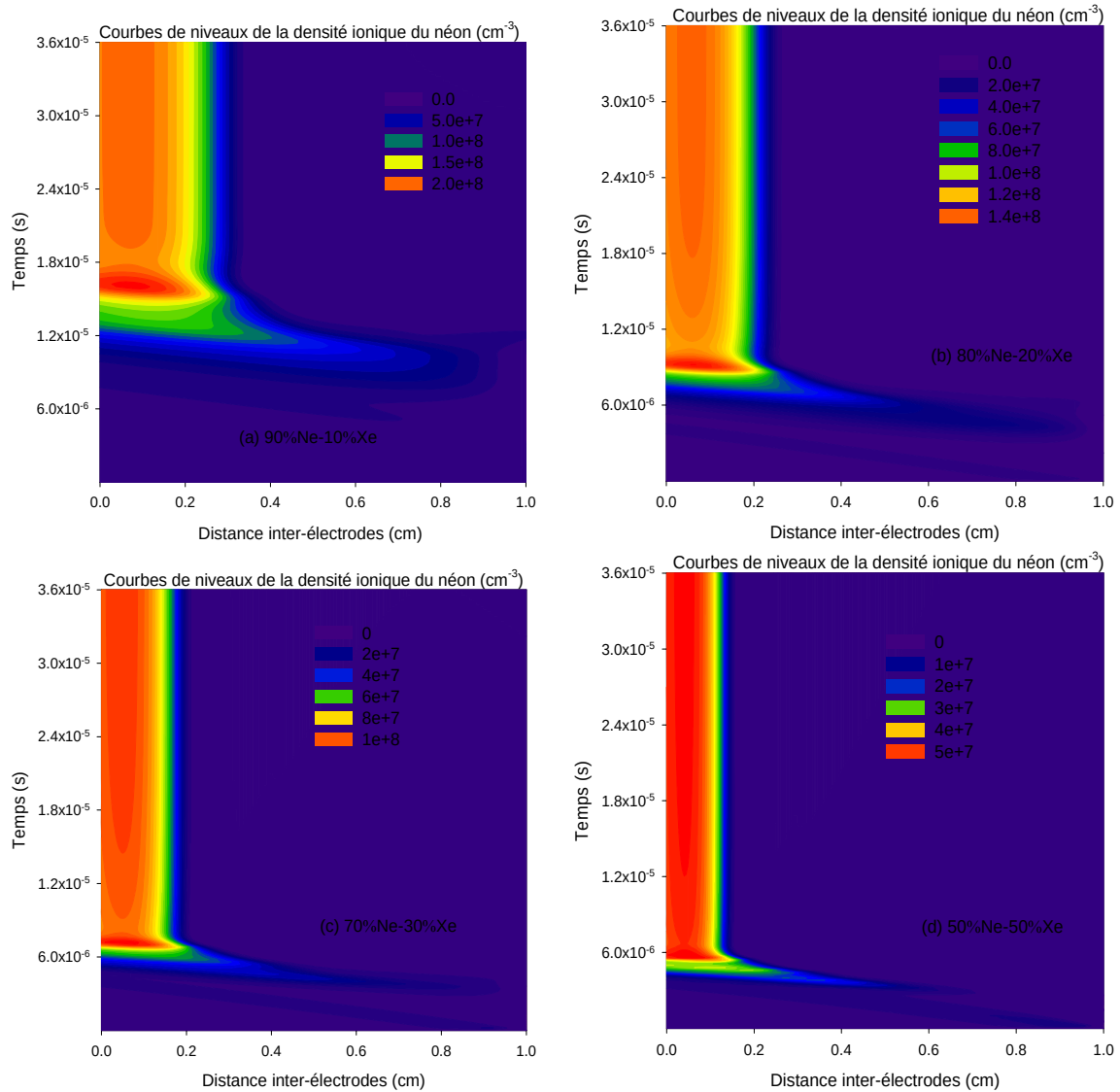


Figure (IV-2): Courbes de niveaux de la densité ionique du Néon dans les mélanges (a) 90%Ne-10%Xe, (b) (80%Ne-20%Xe), (c) (70%Ne-30%Xe) et (d) (50%Ne-50%Xe) où $p=1.5$ Torr et $V_{DC}=-250$ V

IV-2-3 Courbes de niveaux de la densité ionique du Xénon dans le mélange Ne/Xe

La figure (IV-3) représente les courbes de niveaux de la densité ionique du Xénon dans les mélanges (90%Ne-10%Xe), (80%Ne-20%Xe), (70%Ne-30%Xe) et (50%Ne-50%Xe). La pression du gaz est de 1.5 Torr et la tension appliquée à la cathode est de -250 V. Dans la région du plasma on observe que la densité ionique du Xénon est importante par rapport à la densité ionique du Néon à cause de l'énergie de seuil d'ionisation du Xénon qui est inférieur à celle du Néon ($\varepsilon_{io}^{Xe} = 12.12$ eV et $\varepsilon_{io}^{Ne} = 21.56$ eV). En effet, la production des ions positifs du Xénon est beaucoup plus grande que celle du Néon sous le processus

d'ionisation. On constate toujours la distinction de début de zones de l'évolution temporelle de la décharge à chaque mélange. Par exemple le début de la deuxième zone dans le mélange (90%Ne-10%Xe) est approximativement à 9×10^{-6} s et il est à 4×10^{-6} s dans le mélange (80%Ne-20%Xe). On voit clairement que la naissance de la décharge commence plus vite dans le cas où la portion du Xénon est importante dans le mélange. Par ailleurs, la valeur maximale de la densité ionique du Xénon est égale à $2.5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ dans le mélange (90%Ne-10%Xe) et est égale à 10^{10} cm^{-3} dans le mélange (50%Ne-50%Xe). Ceci confirme l'efficacité électrique et physique de la portion du Xénon dans la décharge.

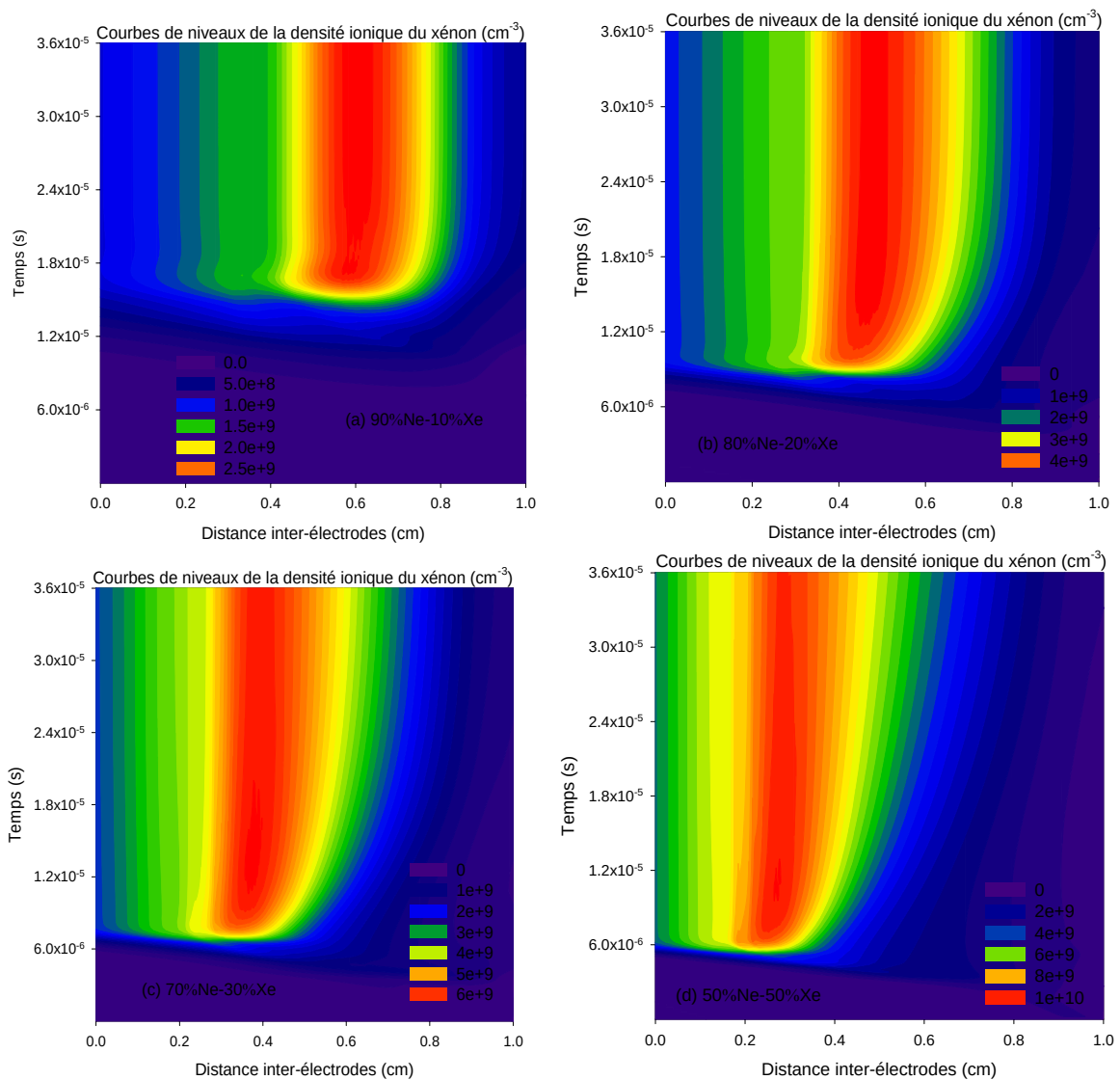


Figure (IV-3): Courbes de niveaux de la densité ionique du Xénon dans les mélanges (a) (90%Ne-10%Xe), (b) (80%Ne-20%Xe), (c) (70%Ne-30%Xe) et (d) (50%Ne-50%Xe) où $p=1.5 \text{ Torr}$ et $V_{DC}=-250 \text{ V}$

IV-2-4 Courbes de niveaux de la densité d'atomes métastables du Néon dans le

mélange Ne/Xe

La figure (IV-4) illustre les courbes de niveaux de la densité d'atomes métastables du Néon dans les mélanges (90%Ne-10%Xe), (80%Ne-20%Xe), (70%Ne-30%Xe) et (50%Ne-50%Xe) où la pression du gaz vaut 1.5 Torr et la tension cathodique est de -250V. On remarque que la densité d'atomes métastables du Néon est caractérisée par un pic toujours localisé dans la région cathodique quelque soit le mélange. L'évolution temporelle de la décharge varie également selon le mélange, sachant que le début de la troisième zone est à 1.6×10^{-5} s dans le mélange (90%Ne-10%Xe) et est égale à 6×10^{-6} s dans le mélange (50%Ne-50%Xe).

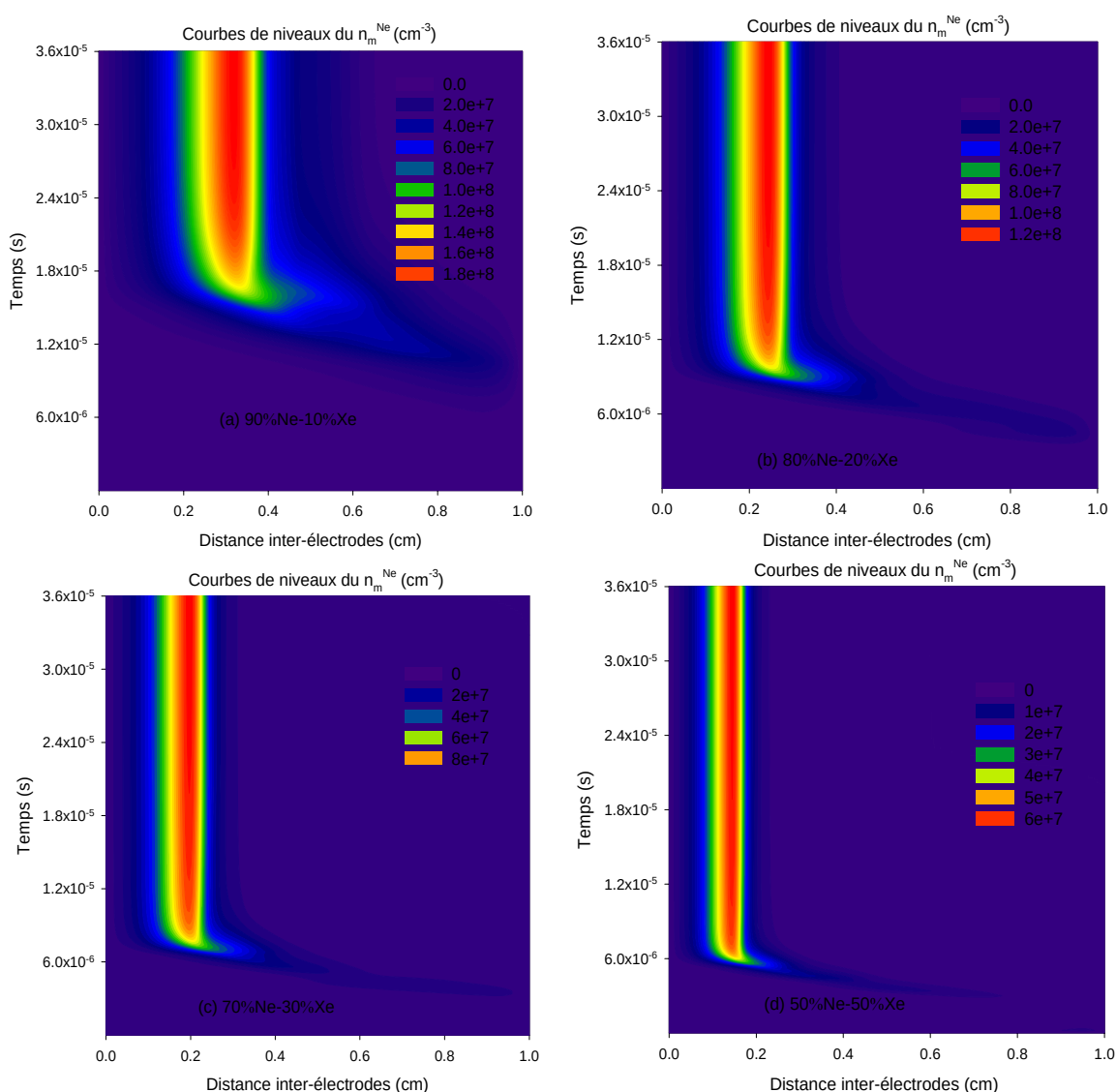


Figure (IV-4): Courbes de niveaux de la densité d'atomes métastables du Néon dans les mélanges (a) (90%Ne-10%Xe), (b) (80%Ne-20%Xe), (c) (70%Ne-30%Xe) et (d) (50%Ne-50%Xe) où $p=1.5$ Torr et $V_{DC}=-250$ V

Par conséquent, le commencement de la décharge devient au fur et à mesure plus rapide malgré la diminution de la portion du gaz de Néon dans le mélange. En effet, la décharge est presque exclusivement maintenue par le gaz de Xénon. On constate que la densité d'atomes métastables du Néon diminue avec son rapport dans le mélange à cause de la diminution du processus d'excitation.

A noter que la valeur maximale de la densité d'atomes métastables du Néon vaut $1.8 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ dans le mélange (90%Ne-10%Xe) et elle est de $6 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ dans le mélange (50%Ne-50%Xe).

IV-2-5 Courbes de niveaux de la densité d'atomes métastables du Xénon dans le mélange Ne/Xe

La figure (IV-5) représente les courbes de niveaux de la densité d'atomes métastables du Xénon dans les mélanges (90%Ne-10%Xe), (80%Ne-20%Xe), (70%Ne-30%Xe) et (50%Ne-50%Xe) où la tension cathodique est égale à -250 V et la pression du gaz est égale à 1.5 Torr. Dans chaque portion du gaz dans le mélange on remarque toujours que la densité d'atomes métastables du Xénon est importante par rapport à celle du Néon, notamment dans le cas du mélange (90%Ne-10%Xe) malgré la portion éminente du Néon dans le mélange.

On peut expliquer ce phénomène par le fait du processus chimio-ionisation-désexcitation qui conduit à diminuer la densité d'atomes métastables du Néon pendant la décharge dans le mélange.

On note que l'effet de la portion du gaz de Xénon dans le mélange est perceptible dans l'évolution temporelle de la décharge. A titre d'exemple le début de la troisième zone dans le mélange (90%Ne-10%Xe) est à $9 \times 10^{-6} \text{ s}$, il est à $1.5 \times 10^{-5} \text{ s}$ dans le mélange (80%Ne-20%Xe). Dans un souci de comparaison, on trouve que le début de la troisième zone d'atomes métastables du Néon est très lent par rapport à celui du Xénon.

On constate que le maximum d'atomes métastable du Xénon croît avec le rapport du gaz de Xénon dans le mélange. A noter que la valeur maximale d'atomes métastables du Xénon est égale à $2 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ dans le mélange (90%Ne-10%Xe) et arrive à 10^{10} cm^{-3} dans le cas du mélange (50%Ne-50%Xe).

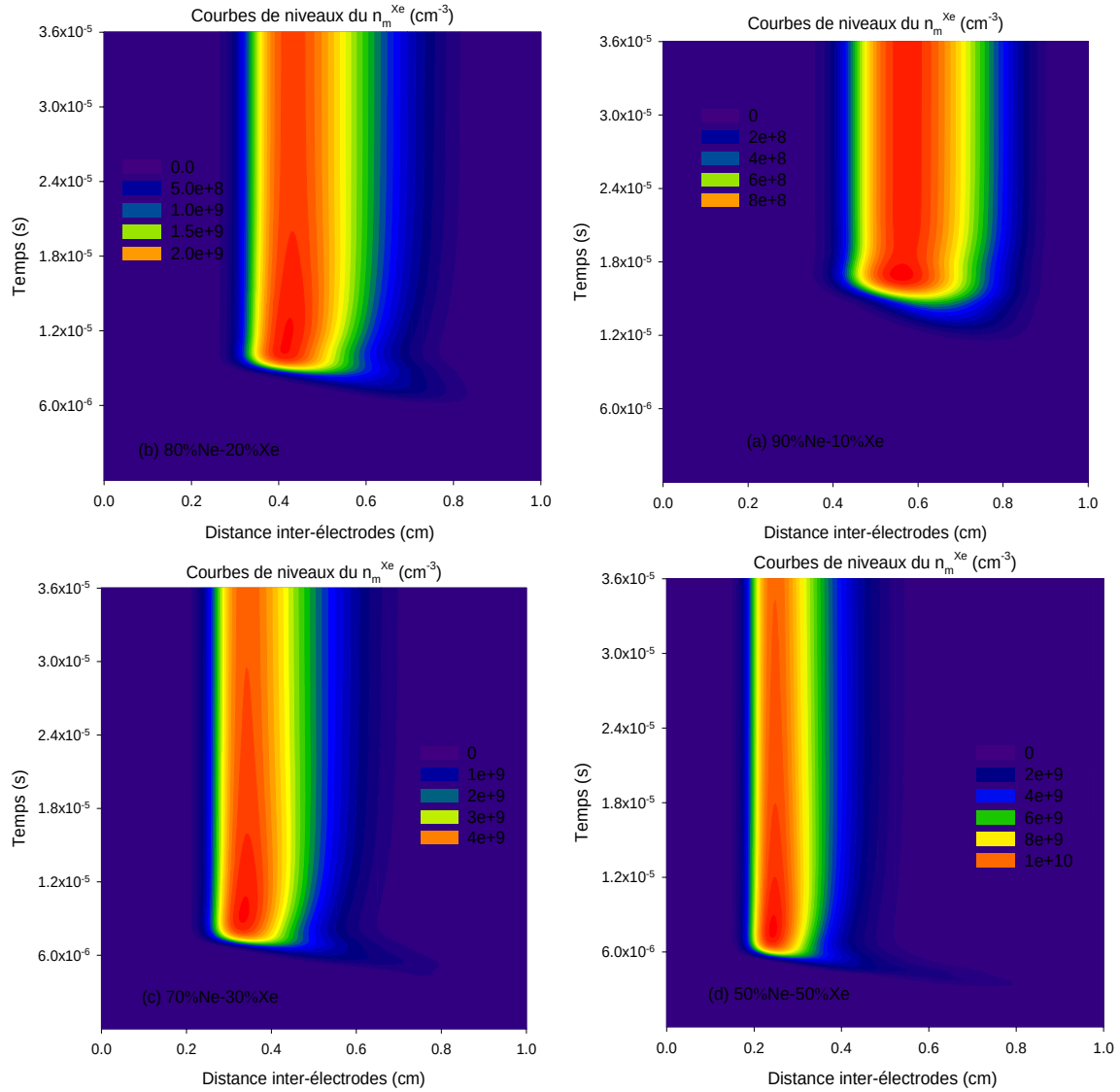


Figure (IV-5): Courbes de niveaux de la densité d'atomes métastables du Xénon dans les mélanges (a) (90%Ne-10%Xe), (b) (80%Ne-20%Xe), (c) (70%Ne-30%Xe) et (d) (50%Ne-50%Xe) où $p=1.5$ Torr et $V_{DC}=-250$ V

IV-3 CARACTERISTIQUES COURANT- TENSION DANS LE MELANGE Ne/Xe

Dans cette section nous allons analyser les caractéristiques courant-tension de la décharge luminescente dans le mélange Néon/Xénon. Les conditions de la décharge sont les suivantes : la pression et la température du mélange valent respectivement 1.5 Torr et 300 K. La distance inter-électrodes est toujours fixée à 1 cm. Le coefficient d'émission secondaire à la cathode est égal à 0.03 pour le Xénon et est égal à 0.26 pour le Néon.

La figure (IV-6) montre les caractéristiques courant-tension de la décharge luminescente dans les mélanges (90%Ne-10%Xe), (80%Ne-20%Xe), (70%Ne-30%Xe) et (50%Ne-50%Xe) à la pression de 1.5 Torr et dans une gamme de tension de 150 à 500 V. Les densités de courant sont prescrites de leurs distributions spatiales, ces dernières sont constantes dans l'espace inter-électrodes.

On note aussi que tous les points de la caractéristique courant-tension sont désignés à l'état stationnaire de la décharge. Néanmoins, les temps de simulation diffèrent d'un point à l'autre et d'un mélange à d'autres, le point 150 V dans le mélange (70%Ne-30%Xe) est évalué dans un temps de simulation $T_1 = 7 \times 10^{-5}$ s et le point 500 V dans le même mélange est estimé dans un temps $T_2 = 3.6 \times 10^{-5}$ s.

Ce grand étalonnage dans le temps de simulation est dû à la tension appliquée dans la décharge, ceci va augmenter l'ionisation dans chaque gaz dans le mélange et par conséquent augmenter le courant dans le réacteur à plasma. Le point 150 V dans le mélange (50%Ne-50%Xe) est évalué dans un temps de simulation $T_3 = 6 \times 10^{-5}$ s qui est inférieur à celui obtenu dans le mélange (70%Ne-30%Xe), ceci est dû à la portion du gaz de Xénon dans le mélange, ce dernier à un seuil d'ionisation inférieur à celui du gaz de Néon, c'est-à-dire de plus en plus de Xénon dans le mélange va diminuer le temps de simulation.

Toujours sur la même figure, on peut constater de ces courbes l'apparition du régime normal et anormal de la décharge luminescente, à titre d'exemple dans le mélange du gaz de (90%Ne-10%Xe), le régime normal est bien défini dans la gamme de tensions de 200 jusqu'à 260 V et le régime anormal est illustré dans la gamme de tensions de 260 à 500 V. Un autre exemple est celui dans le mélange (70%Ne-30%Xe), où le régime normal est découvert dans la gamme de tension de 150 à 250 V et le régime anormal est bien illustré dans la gamme de tension de 250 jusqu'à 500 V.

On note aussi que cette apparition de régime normal n'était pas observée dans le cas d'un gaz pur [47] malgré le temps de simulation très étendu. Donc, ce phénomène exceptionnel est exclusivement tentative dans les mélanges du gaz que celle dans le cas d'un gaz pur pour ces présentes conditions de modélisation.

La figure (IV-7) représente le champ électrique à la cathode dans les mélanges (90%Ne-10%Xe), (80%Ne-20%Xe), (70%Ne-30%Xe) et (50%Ne-50%Xe) en fonction de la tension appliquée à la pression 1.5 Torr.

On peut noter que le champ électrique à la cathode croît avec la tension appliquée dans chaque mélange, ceci est évident à cause de l'augmentation de l'ionisation avec la tension appliquée. On remarque que la courbe du champ dans la portion 50%Xe est supérieure à celle de 30%Xe, cette dernière est supérieure à celle de 20%Xe qui est à son tour supérieure à la courbe de la portion 10%Xe.

On note aussi que cette différence entre les courbes est presque constante pour les portions 10%Xe, 20%Xe et 30%Xe tandis qu'elle est largement supérieure entre les portions 50%Xe et 30%Xe.

Ceci est aussi évident à cause de la présence considérable de la portion du Xénon dans le mélange. On peut constater que la valeur minimale du champ électrique à la cathode qui vaut 548.29 V/cm est enregistré dans le mélange (90%Ne-10%Xe) et sa valeur maximale qui est égale à 4501.77 V/cm est enregistré dans le mélange (50%Ne-50%Xe).

La figure (IV-8) montre les valeurs maximales de la densité d'atomes métastables du Néon et du Xénon dans les mélanges (90%Ne-10%Xe), (80%Ne-20%Xe), (70%Ne-30%Xe) et (50%Ne-50%Xe) en fonction de la tension appliquée à la pression 1.5 Torr. La première remarque est que les densités d'atomes métastables du Xénon sont supérieures aux celles du Néon quelque soit le mélange, ceci est dû à la contribution du processus chimio-ionisation-déexcitation qui mène à réduire les atomes métastable du Néon dans le mélange.

On remarque aussi que les densités d'atomes métastables du Xénon et du Néon augmentent avec la tension appliquée dans chaque mélange, ceci est dû à l'augmentation du processus d'excitation qui est la source principale de la production d'atomes métastables dans les deux gaz quelque soit le mélange.

On peut noter aussi que les atomes métastables de chaque gaz sont en ordre croissant selon sa portion dans le mélange, c'est-à-dire la portion 50% du Xénon prend le plus grand nombre d'atomes métastables, les portions 30%, 20% et 10% viennent respectivement moins occupées. Les atomes métastables du Néon sont structurés dans le même sens, avec la différence des portions, c'est-à-dire la portion 90% du Néon contient le plus grand nombre, et les portions 80%, 70% et 50% respectivement moins occupées. Ceci est expliqué par l'effet du processus d'excitation dans chaque gaz, d'où le rapport de chaque gaz dans le mélange joue un rôle très important quant à l'excitation des atomes.

On peut noter aussi que les courbes d'atomes métastables du Néon sont plus confinement par rapport aux courbes d'atomes métastables du Xénon, ceci dû aussi au processus chimio-ionisation-déexcitation qui sert à diminuer uniquement les atomes métastables du Néon.

La figure (IV-9) représente les valeurs maximales de l'énergie électronique dans les mélanges (90%Ne-10%Xe), (80%Ne-20%Xe), (70%Ne-30%Xe) et (50%Ne-50%Xe) en fonction de la tension appliquée à la pression 1.5 Torr. On remarque que l'énergie électronique augmente avec la tension appliquée à cause de l'augmentation de l'effet de l'échauffement, ce dernier croît avec le champ électrique.

Les valeurs de l'énergie varient de 17.5 jusqu'à 66.8 eV correspondant respectivement aux tensions 150 et 500 V. Dans la gamme de tensions de 400-500 V, on observe que l'énergie électronique ne change pas avec la variation de la portion du gaz dans le mélange. On peut expliquer ce phénomène par l'existence d'une saturation des processus chimiques, d'où l'addition d'une portion du Xénon dans le mélange n'a aucun effet sur l'énergie électronique dans la gamme de tensions de 400-500 V.

Dans la gamme de tensions de 220-400 V, on remarque que l'énergie électronique dans le mélange (90%Ne-10%Xe) est supérieure à celle du mélange (80%Ne-20%Xe), cette dernière est supérieure à celles des mélanges (70%Ne-30%Xe) et (50%Ne-50%Xe), ceci est dû à l'augmentation du processus d'ionisation et d'excitation avec l'accroissement de la portion du Xénon dans le mélange, c'est-à-dire il y a un effet de refroidissement accompagné avec l'augmentation de la portion du Xénon dans le mélange, ce qui est montré sur les courbes par une diminution de l'énergie électronique dans les mélanges (90%Ne-10%Xe), (80%Ne-20%Xe), (70%Ne-30%Xe) et (50%Ne-50%Xe) respectivement.

Dans la gamme de tensions de 150-220 V, on remarque que l'énergie électronique dans le mélange (50%Ne-50%Xe) est supérieure à celles des mélanges (70%Ne-30%Xe), (80%Ne-20%Xe) et (90%Ne-10%Xe) à cause du l'effet de l'échauffement qui est moins efficace dans cet intervalle de tension.

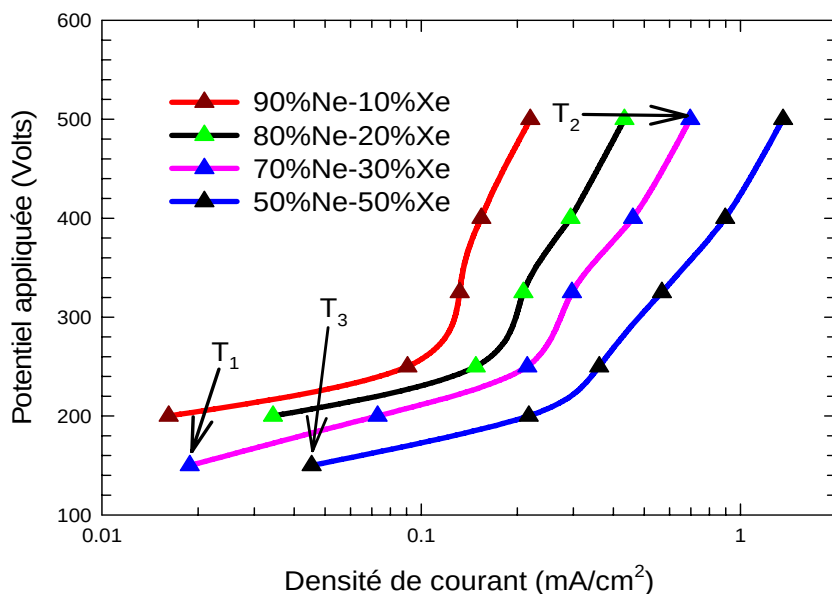


Figure (IV-6): Caractéristiques courant-tension dans les mélanges (90%Ne-10%Xe), (80%Ne-20%Xe), (70%Ne-30%Xe) et (50%Ne-50%Xe) avec $T_1 = 7 \times 10^{-5} \text{ s}$, $T_2 = 3.6 \times 10^{-5} \text{ s}$ et $T_3 = 6 \times 10^{-5} \text{ s}$ étant les temps maximaux de la Simulation et représentant l'état stationnaire de la décharge

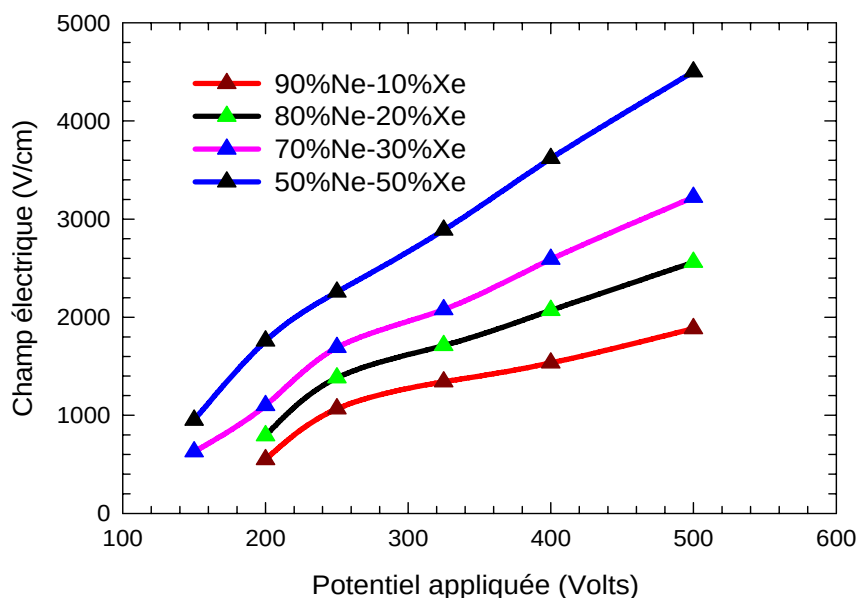


Figure (IV-7): Champ électrique à la cathode dans les mélanges (90%Ne-10%Xe), (80%Ne-20%Xe), (70%Ne-30%Xe) et (50%Ne-50%Xe) en fonction de la tension appliquée à la pression 1.5 Torr

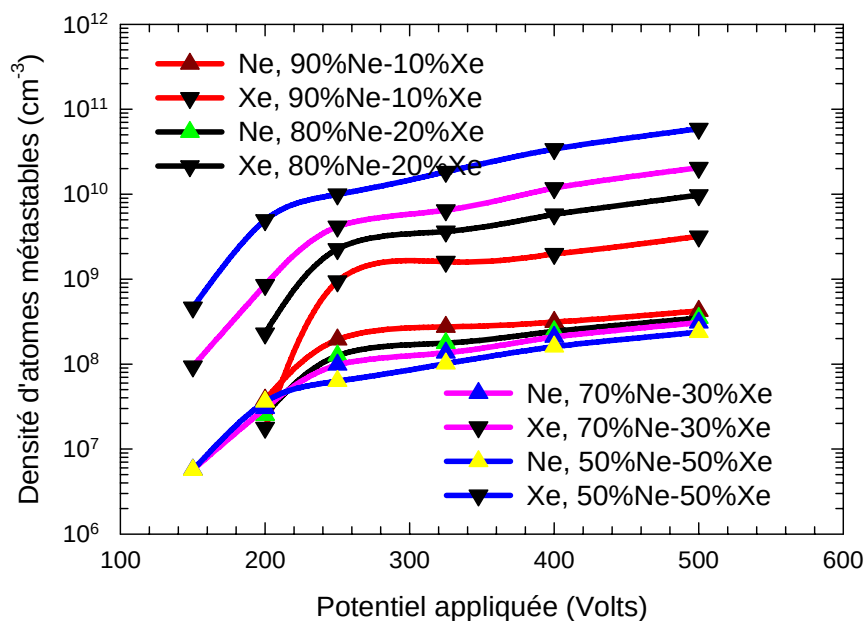


Figure (IV-8): les valeurs maximales de la densité d'atomes métastables du Néon et du Xénon dans les mélanges (90%Ne-10%Xe), (80%Ne-20%Xe), (70%Ne-30%Xe) et (50%Ne-50%Xe) en fonction de la tension appliquée à la pression 1.5 Torr

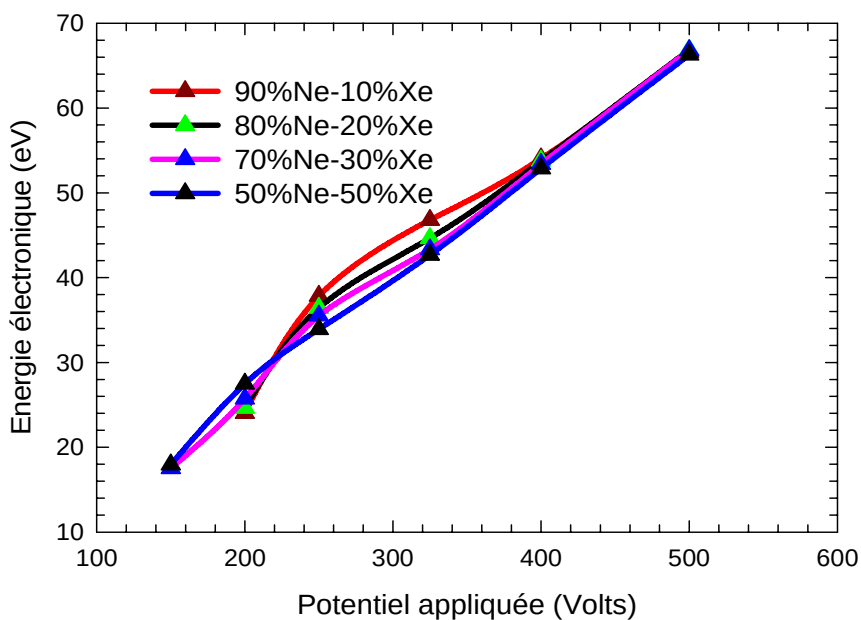


Figure (IV-9): les valeurs maximales de l'énergie électronique dans les mélanges (90%Ne-10%Xe), (80%Ne-20%Xe), (70%Ne-30%Xe) et (50%Ne-50%Xe) en fonction de la tension appliquée à la pression 1.5 Torr

Dans l'ordre de discuter le comportement physique de la décharge luminescente dans les différents mélanges, nous allons analyser les distributions spatiales des densités électroniques et ioniques du Néon et du Xénon. Ce comportement est presque le même que dans le cas d'un gaz pur, c'est-à-dire l'existence de deux régions propre de la décharge luminescente, à savoir la région cathodique et la région du plasma. Néanmoins, dans le cas d'un mélange la région du plasma est caractérisée par une densité électronique et ionique semblables tandis que dans la région cathodique, la densité électronique est plus importante que la densité ionique.

Le tableau (IV-2) représente les densités électronique et ionique maximales du Néon et du Xénon enregistrées dans le mélange (90%Ne-10%Xe). On note que pour le Xénon, les densités maximales sont enregistrées dans la région du plasma alors qu'elles sont enregistrées dans la région cathodique pour le Néon. Ceci est dû au seuil d'ionisation du Xénon qui est inférieur à celui du Néon, ce qui rend la production des ions du Xénon plus importante par rapport au Néon.

D'après le tableau, on remarque que les densités augmentent avec la tension à cause de l'augmentation du champ électrique qui est la source principale du déplacement des espèces chargées. On constate que les densités électronique et ionique du Xénon sont presque identiques dans la gamme de tensions de 250-500 V tandis qu'elles s'éloignent l'une de l'autre pour la tension de 200 V.

Les densités électronique et ionique maximales du Néon et du Xénon enregistrés dans les mélanges (80%Ne-20%Xe), (70%Ne-30%Xe) et (50%Ne-50%Xe) sont renseignées respectivement dans les tableaux (IV-3), (IV-4) et (IV-5). On constate les mêmes remarques que dans le tableau (IV-2), cependant l'augmentation de la portion du Xénon mène à élever les densités ce qui met la région du plasma plus étroite.

	200 V	250 V	325 V	400 V	500 V
n_e	1.9990×10^7	2.7676×10^9	4.8010×10^9	5.8645×10^9	9.6100×10^9
n_+^{Ne}	3.3381×10^7	1.9583×10^8	2.8341×10^8	3.2760×10^8	4.4472×10^8
n_+^{Xe}	4.3046×10^8	2.8776×10^9	4.8902×10^9	5.9682×10^9	9.6963×10^9

Tableau (IV-2): Densités électronique et ioniques maximales du Néon et du Xénon enregistrées dans le mélange (90%Ne-10%Xe)

	200 V	250 V	325 V	400 V	500 V
n_e	3.5484×10^8	4.3881×10^9	7.1422×10^9	1.1492×10^{10}	1.9590×10^{10}
n_+^{Ne}	2.8499×10^7	1.3771×10^8	1.9723×10^8	2.7435×10^8	3.9110×10^8
n_+^{Xe}	9.9349×10^8	4.4953×10^9	7.2479×10^9	1.1575×10^{10}	1.9670×10^{10}

Tableau (IV-3): Densités électronique et ioniques maximales du Néon et du Xénon enregistrées dans le mélange (80%Ne-20%Xe)

	150 V	200 V	250 V	325 V	400 V	500 V
n_e	9.7308×10^7	1.1394×10^9	5.9962×10^9	9.4258×10^9	1.7370×10^{10}	3.0507×10^{10}
n_+^{Ne}	6.7180×10^6	3.2118×10^7	1.0303×10^8	1.4573×10^8	2.2477×10^8	3.3025×10^8
n_+^{Xe}	8.1468×10^8	1.9987×10^9	6.1034×10^9	9.5443×10^9	1.7488×10^{10}	3.0598×10^{10}

Tableau (IV-4): Densités électroniques et ioniques maximales du Néon et du Xénon enregistrées dans le mélange (70%Ne-30%Xe)

	150 V	200 V	250 V	325 V	400 V	500 V
n_e	3.8994×10^8	4.5913×10^9	9.4688×10^9	1.7698×10^{10}	3.2981×10^{10}	5.7803×10^{10}
n_+^{Ne}	5.2845×10^6	3.0448×10^7	5.3126×10^7	8.5336×10^7	1.3369×10^8	1.9746×10^8
n_+^{Xe}	2.0211×10^9	5.0047×10^9	9.6830×10^9	1.7866×10^{10}	3.3133×10^{10}	5.7939×10^{10}

Tableau (IV-5): Densités électroniques et ioniques maximales du Néon et du Xénon enregistrés dans le mélange (50%Ne-50%Xe)

IV-4 CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE DANS LE XENON PUR

Dans cette section nous allons voir les caractéristiques de la décharge luminescente dans le Xénon pur en présence d'atomes métastables. Pour ce faire, la pression du gaz est de 1.5 Torr et sa température est de 300 K. Le coefficient d'émission secondaire est fixé à 0.03. Les processus chimiques intervenant dans la décharge sont l'ionisation, l'excitation, la désexcitation, l'ionisation d'atomes métastables, la radiation, le processus chimio-ionisation et le processus due à la collision élastique.

La figure (IV-10) représente l'effet de la tension appliquée sur les distributions spatiales du champ électrique à l'état stationnaire.

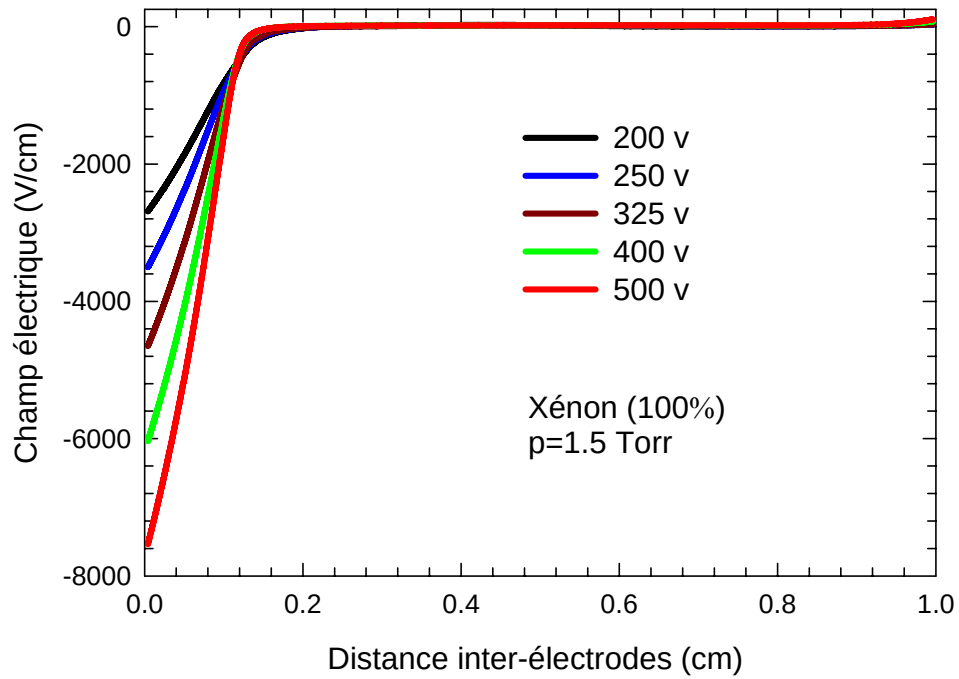


Figure (IV-10): Effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale du champ électrique dans le Xénon pur avec $p=1.5$ Torr

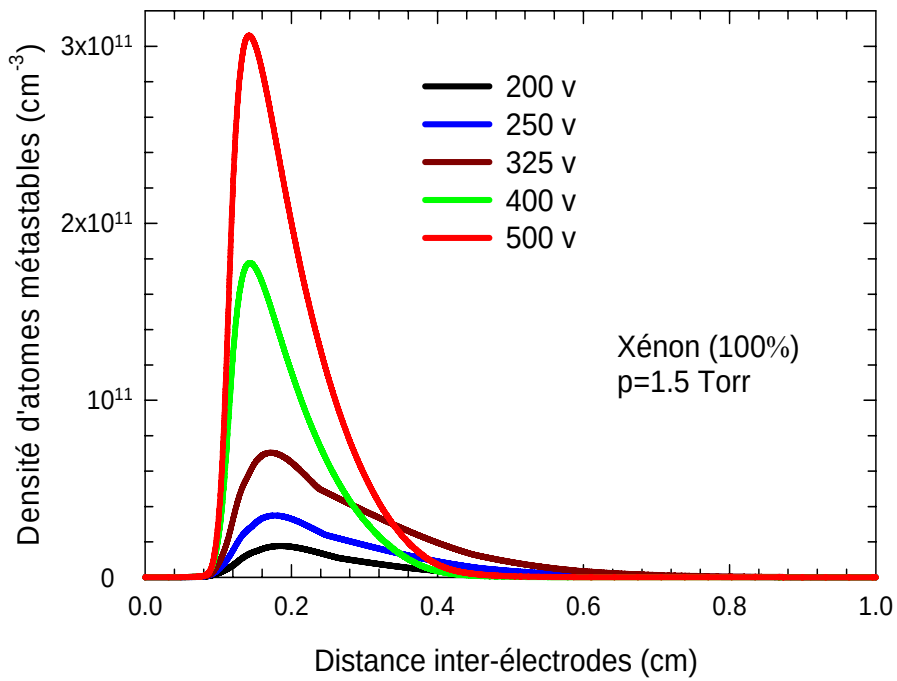


Figure (IV-11): Effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale de la densité d'atomes métastables dans le Xénon pur avec $p=1.5$ Torr

On remarque que la largeur de la gaine cathodique diminue avec l'augmentation de la tension appliquée, ce qui entraîne à l'élargissement de la colonne positive. Le domaine de recherche scientifique sur la colonne positive reste toujours un objet d'étude approfondie pour mieux expliquer les phénomènes mis en jeu [75-76]. La valeur du champ électrique à la cathode est égale à 2689.44 V/cm correspondant à la tension appliquée de 200 V et arrive à 7535.5 V/cm pour la tension de 500 V.

Dans un souci de comparaison, dans le mélange (50%Ne-50%Xe) et à une tension de 500 V, la valeur du champ électrique est de 4501.77 V/cm et ce à la même pression que dans le cas du Xénon pur. On déduit que la valeur du champ électrique diminue d'un taux de 40.26%, lorsqu'on passe du Xénon pur au mélange de (50%Ne-50%Xe).

La figure (IV-11) illustre l'effet de la tension appliquée sur les distributions spatiales de la densité d'atomes métastables à l'état stationnaire. On observe que la densité d'atomes métastables croît avec la tension appliquée, ceci est dû à l'augmentation du processus d'excitation. On constate que le pic de la densité d'atomes métastables se déplace vers la cathode à cause de la contraction de la région cathodique.

A noter que le maximum de la densité d'atomes métastables change de 1.76×10^{10} à $3.06 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ correspondants respectivement aux tensions 200 et 500 V appliquées à la cathode. A fin de comprendre l'effet du mélange dans la décharge, nous avons enregistré la valeur de la densité d'atomes métastables du Xénon dans le mélange (50%Ne-50%Xe), elle est de $5.91 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ pour la tension de 500 V et à la même pression que dans le cas du Xénon pur.

On remarque une diminution de cette densité lorsqu'on passe du Xénon pur au mélange de (50%Ne-50%Xe). Ceci est expliqué par le fait que la production d'atomes métastables du Xénon est exclusivement reliée au taux du Xénon dans le mélange.

La figure (IV-12) représente l'effet de la tension appliquée sur les distributions spatiales de l'énergie électronique à l'état stationnaire. On observe que l'énergie électronique croît avec la tension appliquée dans la gaine cathodique à cause de l'augmentation du champ électrique. A noter que l'énergie maximale est arrivée à 24.88 eV pour la tension de 200V et elle vaut 64.88 eV pour la tension de 500 V.

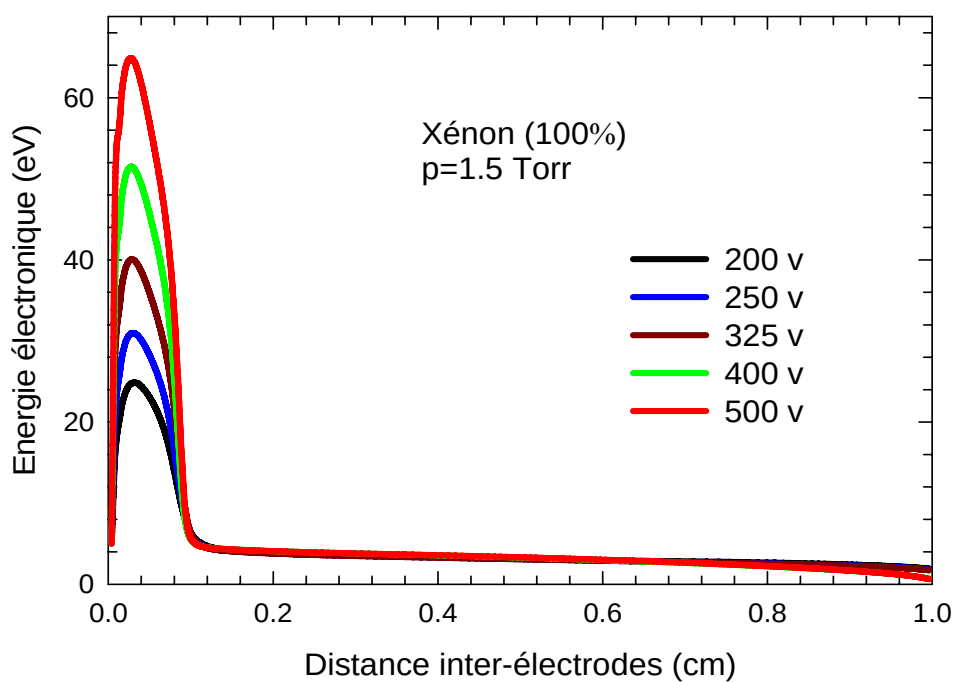


Figure (IV-12): Effet de la tension appliquée sur la distribution spatiale de l'énergie électronique dans le Xénon pur avec $p=1.5$ Torr

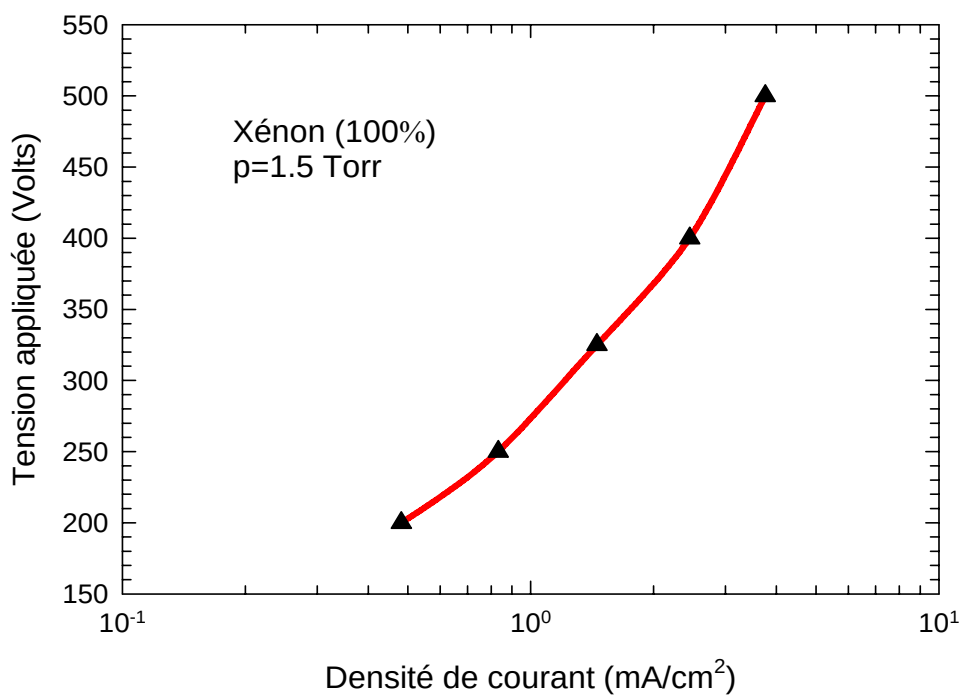


Figure (IV-13): Caractéristique courant-tension dans le Xénon pur avec $p=1.5$ Torr

Dans l'ordre d'étude de l'effet du mélange des gaz, nous avons enregistré la valeur de l'énergie électronique dans le mélange (50%Ne-50%Xe), elle est de 66.28 eV dans les mêmes conditions de la décharge dans le Xénon pur (la tension appliquée est 500 V et la pression est de 1.5 Torr). Par conséquent, l'énergie électronique maximale ne change pas avec la variation du taux du Xénon dans le mélange.

La figure (IV-13) montre les caractéristiques courant-tension de la décharge dans le Xénon pur. On remarque que la valeur du courant varie entre 0.48 et 3.75 mA/cm² correspondants respectivement aux tensions 200 et 500 V. Si on fait une comparaison avec la décharge appliquée dans le mélange (50%Ne-50%Xe) dans laquelle nous avons enregistré la densité de courant de 1.36 mA/cm² pour la tension de 500 V, nous constatons une diminution considérable de la densité de courant lorsqu'on passe du Xénon pur au mélange de (50%Ne-50%Xe), cette chute est d'un taux de 63.73%.

IV-5 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons analysé la décharge luminescente dans les mélanges (90%Ne-10%Xe), (80%Ne-20%Xe), (70%Ne-30%Xe) et (50%Ne-50%Xe) et dans le Xénon pur en présence d'atomes métastables à la pression de 1.5 Torr. On peut tirer les points suivants :

- ✓ La densité ionique du Xénon est toujours importante par rapport à la densité ionique du Néon quelque soit le mélange.
- ✓ La densité d'atomes métastables du Xénon est toujours importante par rapport à la densité d'atomes métastables du Néon quelque soit le mélange.
- ✓ Le processus chimio-ionisation-désexcitation a un effet considérable de diminuer la densité d'atomes métastables du Néon pendant la décharge dans les mélanges.
- ✓ L'apparition du régime normale et anormale de la décharge dans les mélanges.

L'augmentation du rapport du Xénon dans le mélange entraîne à :

- Diminuer le temps de simulation dans la deuxième zone et la naissance de la décharge commence plus vite.
- Augmenter les densités électronique, ionique et d'atomes métastables du Xénon.
- Diminuer les densités ioniques et d'atomes métastables du Néon.

L'augmentation de la tension va entraîner :

- l'élargissement de la région cathodique.
- L'augmentation des densités électronique, ionique et d'atomes métastables du Xénon et du Néon ainsi que le champ électrique et l'énergie électronique.

Dans la gamme de tensions de 400-500 V, l'énergie électronique devient saturée quelque soit le mélange.

Dans la gamme de tensions de 220-400 V, l'énergie électronique diminue avec l'accroissement du taux du Xénon dans le mélange.

Dans la gamme de tensions de 150-220 V, l'énergie électronique croît avec le rapport du Xénon dans le mélange.

Dans le Xénon pur:

- ✓ les valeurs du champ électrique, la densité d'atomes métastables et la densité de courant sont très importantes par rapport aux mélanges Néon/Xénon.

L'augmentation de la tension sert à:

- l'élargissement de la région cathodique.
- L'augmentation des densités ioniques et d'atomes métastables ainsi que le champ électrique et l'énergie électronique.

CONCLUSION

L'objectif de cette thèse est d'étudier le comportement électrique et énergétique d'une décharge luminescente dans les gaz purs et les mélanges de gaz en présence d'atomes métastables. Il s'agit de : He, He/Ar, Ne/Xe et Xe. Le modèle exploité dans notre travail est le modèle fluide d'ordre deux avec multiple espèce, dont on a intégré plusieurs processus chimiques, et les données de base sont strictement dépendues de l'énergie électronique. Cette situation rend les caractéristiques de la décharge plus proche du résultat expérimentale.

Dans le chapitre I, nous avons rappelé les notions générales sur les caractéristiques d'une décharge luminescente en décrivant les différentes régions qui peuvent se manifester dans un tube ou un réacteur plasma. Nous avons ensuite démontré l'importance de telles décharges dans le domaine industriel par l'explication de quelques exemples d'applications. Nous avons par la suite présenté les différents modèles physiques utilisés pour la description des décharges luminescentes, il s'agit du modèle particulaire, le modèle fluide et le modèle hybride fluide-particulaire. Le modèle fluide, que nous avons utilisé dans notre code numérique est basé sur la résolution des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann qui sont les équations de continuité, de transfert de la quantité de mouvement et d'énergie, couplés de façon auto-cohérente à l'équation de Poisson. On a vu que ce modèle répond à de nombreuses approximations, mais permet, sous certaines conditions, d'avoir des résultats fiables et assez rapide.

Le chapitre II a été consacré à la présentation mathématique monodimensionnelle du modèle fluide d'ordre deux. Nous avons introduit les équations de transports des différents paramètres de la décharge luminescente dans un gaz pur ainsi que dans un mélange de gaz. Ensuite, nous avons procédé à la discrétisation des équations mises en jeu pour faciliter la mise en œuvre numérique par la méthode de différences finies à flux exponentiel. La méthode de résolution a été bien détaillée avec la détermination des conditions initiales et aux limites et la présentation d'un organigramme de résolution. Enfin, en utilisant le logiciel BOLSIG+, les

données de base électroniques et ioniques dans le cas d'un gaz pur et un mélange de gaz sont bien illustrées.

Dans le chapitre III, nous avons illustré les évolutions temporelles sous forme de courbes de niveaux des différents caractéristiques de la décharge lumineuse dans le mélange de gaz (90%He -10%Ar) en présence d'atomes métastables, en utilisant les données de base obtenues par le logiciel BOLSIG+ où nous avons constaté que le temps de simulation pour arriver à l'état stationnaire est plus court par rapport au cas d'un gaz pur. Nous avons par la suite montré l'influence de la pression du gaz et la tension appliquée sur les distributions spatiales des densités de particules chargées et d'atomes métastables à l'état stationnaire dans le mélange. En comparant ces distributions avec celles dans l'Hélium pur, nous avons enregistré une augmentation considérable de la densité de courant.

La même étude a été effectuée dans le dernier chapitre mais cette fois ci dans un mélange de gaz (Ne/Xe) avec quatre portions différentes à savoir, (90%Ne-10%Xe), (80%Ne-20%Xe), (70%Ne-30%Xe) et (50%Ne-50%Xe). Nous avons présenté les courbes de niveaux des densités électroniques, ioniques et d'atomes métastables de chaque gaz dans les mélanges. Nous avons ensuite présenté les distributions spatiales des caractéristiques de la décharge à l'état stationnaire dans les différents mélanges où nous avons remarqué que les densités ionique et d'atomes métastables du Xénon sont toujours importantes par rapport à celles du Néon quelque soit le mélange. L'étude de la décharge dans le Xénon pur nous a montré que les valeurs du champ électrique, la densité d'atomes métastables et la densité de courant sont très importantes par rapport aux mélanges Néon/Xénon. Nos résultats sont en bon accord avec quelques résultats de la littérature ce qui valide notre programme de simulations.

En perspective à ce travail, Nous proposons l'utilisation d'autres types de gaz industriels dans ce type de décharge et de trouver d'autres moyens pour déterminer Les données de base qui jouent un rôle très important quant à la fiabilité des résultats. Enfin un couplage du modèle fluide avec le modèle statistique de Monté Carlo est nécessaire pour tenir compte des différents phénomènes présents au sein de la décharge notamment l'effet des électrons rapides.

REFERENCES

- [1] I. R. Rafatov, D. Akbar, S. Bilikmen, “Modelling of non-uniform DC driven glow discharge in argon gas”, *Phys. Lett. A*, 367: 114, (2007).
- [2] M. N. Stankov, M. D. Petković, V. Lj. Marković et al., “The Applicability of Fluid Model to Electrical Breakdown and Glow Discharge Modeling in Argon”, *Chin. Phys. Lett.*, 32: 025101, (2015).
- [3] A. A. Kudryavtsev, A. V. Morin, L. D. Tsendin, “Role of nonlocal ionization in formation of the short glow discharge”, *Tech. Phys.*, 53: 1029, (2008).
- [4] S. Ono, H. Kato, S. Tell, “Simulation and Experiment of Low-Pressure Oxygen-Nitrogen Mixture Gas Glow Discharge Plasma”, *Combustion Sci. Tech.*, 133: 151, (1998).
- [5] V. A. Khomich, A. V. Ryabtsev, E. G. Didyk, “Numerical simulation of atomic nitrogen formation in plasma of glow discharge in nitrogen-argon mixture”, *Tech. Phys. Let.*, 36: 918, (2010).
- [6] S. Ponduri, M. M. Becker, S. Welzel et al., “Fluid modelling of CO₂ dissociation in a dielectric barrier discharge”, *J. Appl. Phys.*, 119: 093301, (2016).
- [7] S. Baadj, Z. Harrache, A. Belasri, “Electrical and chemical properties of XeCl* (308 nm) exciplex lamp created by a dielectric barrier discharge”, *Plasma Phys. Rep.*, 39: 1043, (2013).
- [8] Q. Li, X. Zhu, J. Li et al., “Role of metastable atoms in the propagation of atmospheric pressure dielectric barrier discharge jets”, *J. Appl. Phys.*, 107: 043304, (2010).
- [9] W. Wei, J. Sun, B. Guo, “The influence of H₂ addition on the discharge characteristics of Ne-Xe in color alternate current plasma display panel”, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 37: 331, (2007).
- [10] A. N. Panchenko, A. S. Polyakevich, E. A. Sosnin et al., “Glow discharge in low-pressure excilamps”, *Russ. Phys. J.*, 42: 557, (1999).
- [11] M. A. Hassouba, E. A. Mehanna, “Electrical characteristics of (N₂-H₂) gas mixture DC glow discharge”, *Int. J. Phys. Sci.*, 4: 713, (2009).
- [12] A. Sobel, “Plasma displays”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 19: 1032, (1991).
- [13] J. P. Michel, “Large area discharge displays or plasma displays In: Bosman D Display”, *Engineering Amsterdam: North Holland*: 185, (1989).

- [14] L. F. Weber, “Plasma displays In: Tannas Jr L E Flat-Panel Displays and CRT’s”, New York: Van Nostrand Reinhold: 322, (1985).
- [15] R. N. Jackson, K. E. Johnson, “Advances in Electronics and Electron Devices”, New York: Academic, (1975).
- [16] A. Bouchikhi, “Modeling of a DC glow discharge in a neon–xenon gas mixture at low pressure and with metastable atom densities”, *Plasma Sci. Tech.*, 19: 095403, (2017).
- [17] A. Bouchikhi, “Physical proprieties of DC glow discharges in a neon–argon gas mixture”, *Can. J. Phys.*, 96: 62, (2018).
- [18] A. L. Ward, “Effect of Space Charge in Cold-Cathode Gas Discharges”, *Phys. Rev.* 112: 1852, (1958).
- [19] A.L. Ward, “Calculations of Cathode - Fall Characteristics”, *J. Appl. Phys.*, 33: 2789, (1962).
- [20] Ivan Revel, “Simulation Monte Carlo des Particules lourdes dans une décharges luminescente basse pression”, Thèse de doctorat de L’Université de Toulouse, France (1999).
- [21] A. Bogaerts, R. Gijbels, W. J. Goedheer, “Hybrid Monte Carlo-fluid model of a direct current glow discharge”, *J. Appl. Phys.*, 78: 2233, (1995).
- [22] A. Bogaerts, R. Gijbels, “Modeling of metastable argon atoms in a direct-current glow discharge”, *Phys. Rev. A*, 52: 3743, (1995).
- [23] Z. Donko, “Hybrid model of a rectangular hollow cathode discharge” *Phys. Rev. E*, 57: 7126, (1998).
- [24] 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).
- [25] D. P. Lymberopoulos, D. J. Economou, “Fluid simulations of glow discharges: Effect of metastable atoms in argon”, *J. Appl. Phys.*, 73: 3668, (1993).
- [26] C. M. Ferreira, A. Ricard, “Modelling of the low-pressure argon positive column”, *J. Appl. Phys.*, 54: 2261, (1983).
- [27] M. Meyyappan, J. P. Kreskovsky, “Glow discharge simulation through solutions to the moments of the Boltzmann transport equation”, *J. Appl. Phys.*, 68:1506, (1990).
- [28] C. Pedoussat " Modélisation auto-coherente de la pulvérisation cathodique dans les décharges luminescentes basse pression ", Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, France, n°3524 (1999).

- [29] 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).
- [30] 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).
- [31] A. Fiala, L.C. Pitchford, J. P. Boeuf, "Two-dimensional, Hybrid model of low-pressure Glow Discharges" Phys. Rev. E, 49:5607, (1994).
- [32] A. Bouchikhi, "Modèle fluide d'ordre deux en 1D et 2D d'une décharge luminescente", Thèse de Doctorat en science, Université des Sciences et Technologie d'Oran Mohamed Boudhief (USTO-MB), Algérie, (2010).
- [33] A. Fiala " Modélisation numérique bidimensionnelle d'une décharge luminescente à basse pression ", Thèse de Doctorat ès-sciences, Université Paul Sabatier de Toulouse, France, n° 2059 (1995).
- [34] W. Schmitt, W. E. Köhler, H. Ruder, "A one-dimensional model of dc glow discharges" J. Appl. Phys., 71: 5783, (1992).
- [35] Ph. Belenguer, J.P. Boeuf "Transition between different regimes of rf glow discharges" Phys. Rev. A, 41: 4447, (1990).
- [36] 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).
- [37] D. L. Scharfetter, H. K. Gummel, "Large-signal analysis of a Silicon Read Diode Oscillator", IEEE Trans. Electron Devices, 16: 64, (1969).
- [38] 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).
- [39] 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).
- [40] 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).
- [41] Z. Donkó, P. Hartmann, K. Kutasi, "On the reliability of low-pressure dc glow discharge modelling", Plasma Sources Sci. Tech., 15: 178, (2006).

- [42] I. Rafatov, E. A. Bogdanov, A. A. Kudryavtsev, “Account of nonlocal ionization by fast electrons in the fluid models of a direct current glow discharge”, *Phys. of Plas.*, 19: 093503, (2012).
- [43] M. N. Stankov, M. D. Petković, V. Lj. Marković et al., “Numerical Modelling of Dc Argon Glow Discharge at Low Pressure without and with Ar (3P_2) Metastable State”, *Rom. J. Phys.*, 59: 328, (2014).
- [44] A. Bouchikhi, A. Hamid, “2D DC Subnormal Glow Discharge in Argon”, *Plasma Sci. Tech.*, 12: 59, (2010).
- [45] A. Bouchikhi, “Two-dimensional numerical simulation of the DC glow discharge in the normal mode and with Einstein’s relation of electron diffusivity”, *Plasma Sci. Tech.*, 14: 965, (2012).
- [46] M. M. Becker, D. Loffhagen, W. Schmidt, ‘A stabilized Finite Element Method for Modeling of gas Discharges ‘, *Comp. Phys. Com.*, 180: 1230, (2009).
- [47] T. Alili, A. Bouchikhi, M. Rizouga, “Investigations of argon and neon abnormal glow discharges in the presence of metastable atom density with fluid model”, *Can. J. Phys.*, 94: 731, (2016).
- [48] D. Dupouy " Calcul des paramètres de transport dans l'hélium et les mélanges helium-cadmium, détermination autocohérente du champ de charge d'espace dans la région cathodique d'une décharge lumineuse ", Thèse de Doctorat de 3^{ème} cycle , Université Paul Sabatier de Toulouse, France, n° 3238 (1985).
- [49] J. P. Nougier " Méthodes de calcul numérique ", 2^e édition Masson, Paris, (1985).
- [50] G. Hagelaar, L. Pitchford, “Solving the Boltzmann equation to obtain Electron Transport Coefficients and Rate Coefficients for Fluid Models”, *Plasma Sources Sci. Technol.*, 14: 722, (2005).
- [51] A. V. Phelps, Z. Lj. Petrović, “Cold-cathode discharges and breakdown in argon: surface and gas phase production of secondary electrons”, *Plasma Sources Sci. Tech.*, 8: 21, (1999).
- [52] B. N. Chapman, “Glow Discharge Processes”, John Wiley Sons, New York, (1980).
- [53] P. G. C. Almeida, M. S. Benilov, M. J. Faria, “Multiple solutions in the theory of dc glow discharges”, *Plasma Sources Sci. Technol.*, 19: 025019, (2010).
- [54] M. Himoudi “Simulation numérique de la cinétique des ions dans les gaz rares faiblement ionisés” Thèse de doctorat de l’université Paul Sabatier de Toulouse N° 1547, 1993.
- [55] H. W. Ellis, R. Y. Pai, E. W. McDaniel et al., “Transport properties of gaseous ions over a wide energy range” , *At. Data and Nuc. Data Tables*, 17: 177, (1976).

- [56] L. S. Frost, “Effect of Variable Ionic on Mobility on Ambipolar Diffusion”, *Phys. Rev.*, 105: 354, (1957).
- [57] J. Meunier, P. Belenguer, J. P. Boeuf, “Numerical model of an ac plasma display panel cell in neon-xenon mixtures”, *J. Appl. Phys.*, 78: 731, (1995).
- [58] A. Blanc, “Recherches sur les mobilités des ions dans les gaz”, *J. Phys.*, 7 : 825, (1908).
- [59] **B. Hechelef**, A. Bouchikhi, “Current-voltage characteristics in a Helium-Argon gas mixture glow discharge at low pressure”, *Acta Physica Polonica A*, 136:855 (2019).
- [60] **B. Hechelef**, A. Bouchikhi, “Electric and energetic properties of a DC glow discharges in a 80%Neon-20%Xenon gas mixture”, accepted in *Przeglad Elektrotechniczny*, (2019).
- [61] **B. Hechelef**, A. Bouchikhi, “Identification of the normal and abnormal glow discharge modes in a neon-xenon gas mixture at low pressure”, *Plasma Sci. Tech.*, 20: 115401, (2018).
- [62] D. Piscitelli, A. V. Phelps, J. de Urquijo et al., “Ion mobilities in Xe/Ne and other rare-gas mixtures”, *Phys. Rev. E*, 68: 046408, (2003).
- [63] F. Sigeneger, R. Winkler, “Nonlocal Transport and Dissipation Properties of Electrons in Inhomogeneous Plasmas” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 27: 1254, (1999).
- [64] W. V. Gaens, A. Bogaerts, “Kinetic modelling for an atmospheric pressure argon plasma jet in humid air”, *J. Phys. D Appl. Phys.*, 47: 079502 (2014).
- [65] <http://nl.lxcat.net/home/> (<https://nl.lxcat.net/solvers/BolsigPlus/>)
- [66] N. B. Kolokolov, A. A. Kudrjartsev, A. B. Blagoev, “Interaction Processes with Creation of Fast electrons in the Low Temperature Plasma”, *Phys. Scr.*, 50:371, (1994).
- [67] P. Maximilien, “Molécules exotiques d’hélium”, PhD thesis, Université Paris VI, (2007).
- [68] L. Vriens, A. H. M. Smeets, “Cross-section and rate formulas for electron-impact ionization, excitation, deexcitation, and total depopulation of excited atoms”, *Phys. Rev. A.*, 22: 940, (1980).
- [69] T. Alili, “Contribution à la modélisation d’une décharge luminescente en présence d’atomes métastables dans l’argon et le néon”, Thèse de Doctorat en science, Université des Sciences et Technologie d’Oran Mohamed Boudiaf (USTO-MB), Algérie, (2017).

- [70] V. Lj. Marković, S. R. Gocić, S. N. Stamenković, “Study of relaxation kinetics in argon afterglow by the breakdown time delay measurements”, *Phys. of Plas.*, 12: 073502, (2005).
- [71] V. A. Sheverev, V. P. Stepaniuk, G. G. Lister, “Chemi-ionization in neon plasma”, *J. Appl. Phys.*, 92: 3454, (2002).
- [72] E. W. Pike, “On the Mean Lifetime of Metastable Neon Atoms”, *Phys. Rev.*, 49:513, (1936).
- [73] L. Levin, S. Moody, E. Klosterman et al., “Kinetic model for long-pulse XeCl laser performance”, *IEEE J. Quantum Electron*, 17: 2282, (1981).
- [74] J. Galy, K. Aouame, A. Birot et al., “Energy transfers in Ar-Xe and Ne-Xe mixtures excited by alpha particles. II. Kinetic study”, *J. Phys. B*, 26: 477, (1993).
- [75] V. V. Shumova, D. N. Polyakov, L. M. Vasilyak , “Effect of metastable neon atoms in a positive column of glow discharge with dust particles”, *Plasma Sources Sci. Technol*, 23 : 065008, (2014).
- [76] L. M. Vasilyak, D. N. Polyakov, V. V. Shumova, “Glow Discharge Positive Column with Dust Particles in Neon”, *Contrib. Plasma Phys.*, 53: 432, (2013).