

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



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



Mémoire de Fin d'Etudes

En vue de l'obtention du diplôme de

Master (LMD)

Spécialité : RESEAUX ELECTRIQUES

Filière : ELECTROTECHNIQUE

Intitulé :

**Caractéristiques électriques et thermiques de la
décharge radiofréquence dans le néon avec les données
de base du logiciel BOLSIG+**

Présenté par :

**BELHADJ Amina
BOUREGAG Samiha**

Devant le jury composé de :

Dr. Kaddour ARZAG

Président

Pr. Abdelaziz BOUCHIKHI

Encadreur

Dr. Mohamed MANKOUR

Examineur

Promotion 2021-2022

REMERCIEMENTS

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

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

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

Monsieur **M. MANKOUR**.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE.....	1
CHAPITRE I : NOTION DE BASE DU PLASMA ET LA DECHARGE ELECTRIQUE DANS LES GAZ.....	3
I-1. INTRODUCTION.....	3
I-2. DÉFINITION ET NATURE ESSENTIELLE DU PLASMA.....	4
I-2.1 Un plasma est un milieu à comportement collectif.....	4
I-2.2 Un plasma est un milieu macroscopiquement neutre.....	5
I-3. PREMIERS EXEMPLES DE PLASMA.....	6
I-4. DOMAINES D'ÉTUDE ET D'APPLICATIONS (EXEMPLES).....	8
I-4.1 Fusion thermonucléaire contrôlée.....	8
I-4.2 Astrophysique et physique de l'environnement spatial.....	10
I-5. EXEMPLES DE PROCESSUS RÉVERSIBLES.....	11
I-6. CONSÉQUENCES DE L'ÉTAT COMPLET.....	12
I-7. DIVERS NIVEAUX D'ÉCART PAR RAPPORT À L'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE COMPLET.....	14
I-7.1. Équilibre thermodynamique local (ETL).....	14
I-7.2. Plasma hors ETL : le cas particules du plasma à deux températures.....	15
I-7.3. Aucune caractéristique d'équilibre thermodynamique, mais un état stationnaire.....	16
I-8. FRÉQUENCE PROPRE D'OSCILLATION DES ÉLECTRONS D'UN PLASMA.....	16
I-8.1. Origine et description du phénomène.....	16
I-8.2. Calcul de la fréquence propre des électrons du plasma.....	18
I-9. ETUDE DES DECHARGES ELECTRIQUES DANS LES GAZ.....	21
I-10. ASPECT HISTORIQUE.....	21
I-11. GENERALITES SUR LES DECHARGES ELECTRIQUES.....	22
I-12. REGIMES DE DECHARGE DANS UN GAZ.....	23
I-13. CONCLUSION.....	24
CHAPITRE II : CALCULS DES PARAMETRES DE TRANSPORT DANS LE NEON ET LES PARAMETRES DU DECHARGE.....	26
II-1. INTRODUCTION.....	26
II-2. LOGICIEL BOLSIG+ ET DONNEES DE BASE POUR LE NEON	27
II-2.1. Définition.....	27
II-2.2. Méthode de fonctionnement du logiciel.....	27
II-3. LES PARAMETRE DE TRANSPORT.....	28
II-4. EFFET DE LA PRESSION SUR LES PARAMETRES DE TRANSPORT.....	36
II-5. DONNEES DE BASE IONIQUE DANS LE NÉON.....	37
II-6. PARAMETRES DE TOWNSEND.....	39
II-6.1. Calcul du premier coefficient de Townsend.....	39
II-7. CALCUL DE COEFFICIENT D'EMISSION SECONDAIRE.....	40
II-7.1. Quelques notions de base - position de ce travail.....	40
II-7.2. Calcul de γ par expressions empiriques.....	42
II-7.3. Calcul de γ à partir de la condition d'auto-entretien	43
II-7.4. Calcul de γ en fonction du matériau.....	44

II-7.5. Calcul de γ en fonction du champ électrique réduit.....	44
II-8. PROCESSUS FONDEMENTAUX DES DECHARGES ELECTRIQUES.....	45
II-9. PARAMETRES ELECTRIQUES ET PHYSIQUES.....	46
II-9.1. Champ électrique.....	46
II-9.2. Fonction de distribution des particules	47
II-9.3. Physique des collisions atomiques dans une décharge électrique.....	48
II-9.4. Probabilité de collision.....	49
II-10. PROCESSUS DE PRODUCTION DES ESPECES CHARGEES.....	49
II-10.1. Processus primaires.....	49
II-10.2. Ionisation.....	49
II-10.3. Attachement.....	50
II-10.4. Recombinaison.....	51
II-10.5. Processus secondaires.....	51
II-11. CONDITIONS INITIALES ET AUX LIMITES.....	51
II-12. CONCLUSION.....	53
CHAPITRE III: CARACTERISTIQUES ELECTRIQUE ET THERMIQUE DE LA DECHARGE RADIOFREQUENCE DANS LE NEON.....	54
III-1. INTRODUCTION	54
III-2. MODELE MATHEMATIQUE D'UNE DECHARGE RADIOFREQUENCE.....	55
III-3. CARACTERISTIQUES ELECTRIQUE ET THERMIQUE DE LA DECHARGE RADIOFREQUENCE DANS LE NEON.....	56
III-3-1. Distributions spatiales de la densité électronique et ionique	56
III-3-2. Distributions spatiales du potentiel et du champ électriques.....	57
III-3-3. Distribution spatiale de la température électronique.....	60
III-3-4. Distributions spatiales des densités de courant	60
III-4. TEST DE VALIDITE.....	63
III-5. ETUDE PARAMETRIQUES.....	63
III-5-1. Effet de la tension appliquée.....	64
III-5-1-1 Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales de la température électronique et la densité de courant totale....	64
III-5-1-2. Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales du potentiel et du champ électrique.....	66
III-5-1-3. Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique.....	68
III-5-2. Effet de la fréquence d'excitation.....	70
III-5-2-1. Influence de la fréquence d'excitation sur les distributions spatiales du potentiel et du champ électriques.....	70
III-5-2-2. Influence de la fréquence d'excitation sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique.....	72
III-5-2-3. Influence de la fréquence d'excitation sur les distributions spatiales de la température électronique et la densité de courant totale.....	75
III-6. CONCLUSION.....	77
CONCLUSION.....	78
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	80

LISTE SYMBOLIQUE

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

INTRODUCTION GENERALE

Ce travail de mémoire est consacré à la mise au point de tirer les caractéristiques électrique et thermique de la décharge radiofréquence dans le néon, où les données de base du gaz de néon sont obtenus par le logiciel BOLSIG+. Cette situation rend les résultats de la simulation plus fiables et qui sont proches des résultats expérimentaux.

Notre étude s'insère dans le domaine de la physique des plasmas froids non thermiques. Ce type de milieux gazeux est composé d'un océan d'espèces neutres moléculaires et atomiques dans lequel se trouvent des particules chargées (électrons, ions positifs et négatifs) minoritaires très mobiles. le plasma peut donc être caractérisé par :

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

Cette seconde propriété entraîne la production par impact électronique d'espèces excitées, ionisées et dissociées. Ce sont les propriétés de ces nouvelles espèces qui sont exploitées dans les diverses applications de la technologie plasma: lampes à décharge, lasers à gaz, pulvérisation et gravure par plasma, nitruration ionique, traitement de surface, systèmes de dépollution,.....

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

De ce fait, ce mémoire est composé des chapitres suivants :

Dans le premier chapitre, nous allons faire un survol bibliographique sur le domaine du plasma, notamment dans la nature. Ainsi que leur application industrielle, comme la fusion thermonucléaire contrôlée. Ensuite nous allons voir, l'astrophysique et physique de l'environnement spatial qui décrivent le processus réversibles. Puis, nous avons illustré les conséquences de l'équilibre thermodynamique, aussi bien que nous avons cités les divers niveaux d'écart par rapport à l'équilibre thermodynamique complet.

En fin de ce chapitre une synthèse bibliographique effectuera sur les décharges électriques dans les gaz. Notamment la décharge de Townsend et les streamer.

Le deuxième chapitre, sera consacré à déterminer les données de base dans le néon et les paramètres de la décharge. Nous allons voir la mobilité et le coefficient de diffusion électroniques, la mobilité et le coefficient d'énergies électroniques et les taux de différents processus qui présentent dans le néon. Ensuite, nous allons présenter les paramètres de transport ionique. Nous allons définir les coefficients de Townsend; leurs équations et les principales hypothèses de différents modèles. Enfin de ce chapitre, nous allons décrire les processus fondamentaux de la décharge électrique.

Le troisième chapitre, sera consacré à étudier les caractéristiques électrique et thermique de la décharge radiofréquence dans le néon, de fait de présenter les distributions spatiales du potentiel et le champ électriques, les densités électronique et ionique et les densités de courant aussi bien que la température électronique qui décrivent la caractéristique thermique. Le modèle de ce présent travail est basé sur les trois moments de l'équation de Boltzmann (l'équation de continuité, l'équation de transfert de la quantité de mouvement et l'équation de l'énergie) qui sont couplés d'une façon auto-cohérente avec l'équation de Poisson.

Ensuite, nous allons exploiter ce modèle pour étudier entre autres, les effets de la fréquence d'excitation et de la tension RF sur le comportement électrique et thermique de la décharge.

CHAPITRE I

NOTION DE BASE DU PLASMA ET LA DECHARGE ELECTRIQUE DANS LES GAZ

I-1 INTRODUCTION

Dans la nature, les plasmas constituent le quatrième état de la matière après les états solides et gazeux. Le terme plasma a été introduit par Langmuir pour désigner le gaz ionisé produit dans une décharge électrique. On parle de décharge électrique pour décrire tout mécanisme de passage du courant dans un gaz. Le terme de décharge doit son origine au fait que la première méthode d'obtention de ces courants a été la décharge de condensateurs dans l'air. Il est resté communément employé par la suite, même en l'absence de transfère effectif de charges. De nos jours, les décharges électriques dans les gaz suscitent un regain d'intérêt qui tient à leurs applications potentielles ou déjà mises en œuvre au laboratoire ou dans l'industrie. Ces applications utilisent tout ou une partie des espèces présentes dans le plasma: électrons, ions, espèces neutres réactives qui sont les agents d'une physico-chimie de volume ou de surface peu coûteuse en énergie. Les progrès réalisés simultanément dans la modélisation numérique et dans les techniques de caractérisation expérimentale rendent

plus aisé aujourd'hui le choix d'une décharge et la maîtrise de sa phénoménologie, en fonction du but de recherche.

I-2 DÉFINITION ET NATURE ESSENTIELLE DU PLASMA

Un plasma est un milieu composé d'électrons et d'ions, libres de se mouvoir dans toutes les directions de l'espace ; ce milieu gazeux se distingue d'un gaz classique, composé exclusivement de particules électriquement neutres, par la nature de l'interaction qui existe entre particules chargées.

Dans un gaz classique, l'interaction entre les particules électriquement neutres est à courte portée et, lorsque la pression du gaz n'est pas très supérieure à la pression atmosphérique, elle ne met généralement en cause que deux particules à la fois (inter-action binaire). Dans ce cas, pour deux particules se dirigeant l'une vers l'autre et séparé d'une distance r , l'interaction est d'abord attractive (force en $1/r^7$ dite de VAN DER WAALS) puis, immédiatement avant le " contact " et de façon abrupte, elle devient répulsive (parfois modélisée par une dépendance de la force en $1/r^{13}$).

Au contraire, l'interaction entre particules chargées (attractive ou répulsive suivant les charges en jeu) est à longue portée, puisque la force coulombienne particules est entre en $1/r^2$ et, de ce fait, chaque particule chargée un très grand nombre d'autres particules chargées.

I-2-1 Un plasma est un milieu à comportement collectif

Considérons, à titre d'illustration, un plasma dont les particules seraient, en première approximation, quasiment au repos (agitation thermique extrêmement faible) et supposons que les ions et les électrons ne se recombinent pas pour former des atomes.

+ - + - +
- + - + -
+ - + - +
- + - + -

Figure (I-1) : *Distribution spatiale (très) idéalisée des charges positives et négatives dans le cas où les particules du plasma sont (presque) au repos*

Neutres : on aboutirait à un état stationnaire où, spatialement, les charges positives et négatives alterneraient et seraient réparties de façon presque uniforme ; à deux dimensions, on aurait, très schématiquement, la distribution de la figure (I-1).

Une répartition uniforme des charges signifie, en particulier, qu'il n'y a pas de variation locale importante de l'intensité du champ électrique. Cependant, si par hypothèse une perturbation survient qui déplacerait ne serait - ce qu'une charge, toutes les charges du voisinage vont se mouvoir pour compenser l'écart local à l'équilibre ainsi créé. Ceci montre que le plasma est constitué de particules capables d'un comportement collectif.

I-2-2 un plasma est un milieu macroscopiquement neutre

Considérons un volume donné de plasma. Les particules chargées y sont en mouvement de façon aléatoire (agitation thermique) mais, du fait des forces coulombiennes qu'elles exercent, elles ne peuvent se déplacer les unes par rapport aux autres de manière à créer des différences locales de densité de charge trop importantes : l'écart (moyen) entre les charges croît, bien entendu, avec l'énergie thermique mais décroît avec la densité nette des particules chargées. En effet, comme l'enseigne l'équation de POISSON :

$$\nabla E = \rho / \varepsilon_0 \quad (I-1)$$

Où E est l'intensité du champ électrique (local), ρ , la densité nette (locale) des charges positives et négatives, et ε_0 , la permittivité du vide, plus ρ est grand, plus l'intensité de E est élevée et, en conséquence, plus les forces de rappel induites par une séparation de charges sont importantes. Pour cette raison, dans la mesure où les dimensions du volume de plasma considérées sont très supérieures à la distance maximale de séparation ainsi permise entre particules, ce volume contiendra, statistiquement, autant de positifs que de charges négatives.

La distance maximale (moyenne) de non - neutralité électrique est appelée longueur de DEBYE et notée λ_D ; sa dépendance en densité de particules chargées et en énergie (thermique) moyenne. Nous pouvons alors affirmer que le plasma contenu dans un volume V beaucoup plus grand que la sphère de DEBYE, $4 \pi \lambda_D^3/3$, est macroscopiquement neutre.

De façon générale, nous dirons qu'un plasma est un milieu quasi - neutre (sous - entendu, neutre sur un volume plus grand que la sphère de DEBYE) et, de ce fait, nous poserons $n_e = n_i = n$ où n est la densité du plasma, n_e et n_i , désignant respectivement la densité

des électrons et celle des ions, dans la mesure où ces derniers n'ont qu'une seule charge positive.

I-3 PREMIERS EXEMPLES DE PLASMA

Avant d'aller plus loin, examinons, en guise de premiers exemples, deux types très différents de plasma :

le soleil : c'est un plasma complètement ionisé où il n'y a pas d'atome électriquement neutres ; en son centre, les atomes ont même perdu tous leurs électrons. Comme l'ont montré les astrophysiciens, plus de 99,9% de la matière (visible) de l'Univers est sous forme plasma, ce qui en fait donc l'état de la matière le plus répandu.

La partie lumineuse d'un tube d'éclairage de type fluorescent : l'ampoule est remplie d'un gaz rare (en général, de l'argon) à environ 3 torrs (400 Pa) avec une gouttelette de mercure dont la pression de vapeur partielle est de l'ordre du torr à température ambiante. Un champ électrique (alternatif de 50 ou 60 Hz), d'intensité suffisante, appliqué au gaz à l'aide de deux électrodes comme le montre une lampe du néon, rend ce gaz électriquement conducteur, produisant ce que l'on appelle une décharge électrique dans le gaz ; une partie de cette décharge émet de la lumière. Dans le cas d'un tube fluorescent classique, c'est le rayonnement UV émis par les atomes de mercure (raie Hg 1 254 nm) qui est transformé en lumière visible, grâce à un composé de phosphore déposé sur la paroi. Le gaz, dans ce cas, n'est que partiellement ionisé et " froid " (300K) alors qu'il est " chaud " dans le cas d'une étoile.

- Terminologie : différence entre gaz ionisé et plasma. La plupart des décharges de laboratoire ne sont pas vraiment des plasmas car elles ne contiennent pas que des particules chargées, mais aussi des atomes et des molécules électriquement neutres, constituant plutôt un gaz ionisé. Strictement parlant, il conviendrait, en effet, de réserver l'appellation de plasma à un gaz ne comportant que des particules chargées, mais dans la pratique les deux termes, plasma et gaz ionisé, sont souvent confondus.

La différence entre plasma et gaz ionisé peut se caractériser par le degré d'ionisation α , du milieu :

$$\alpha_i = \frac{n_i}{n_i + N} \quad (I-2)$$

Où N est la densité des molécules (atomes) électriquement neutres. Pour $\alpha_i \leq 10^{-4}$ on devrait plutôt parler de gaz ionisé que de plasma, car les interactions majoritaires sont dans ce cas des collisions électron - neutre, donc des collisions à courte portée. Cependant, même dans ce cas, la propagation d'une onde électromagnétique (EM) s'y effectue bien grâce aux particules chargées, mais son atténuation est alors liée aux collisions électron - neutre plutôt qu'aux interactions coulombiennes.

- Les plasmas, quatrième état de la matière. Dans la séquence "solide-liquide-gaz plasma", qui correspond à une énergie moyenne croissante des constituants, le plasma apparaît comme l'état de plus haute énergie. Ainsi, quand l'énergie moyenne des électrons atteint au moins 5 à 10 % du seuil de l'énergie d'ionisation du gaz, on obtient un gaz ionisé, mais que partiellement : quand l'énergie moyenne ou dépasser l'énergie du seuil d'ionisation, le gaz est entièrement ionisé. En laboratoire, ce "chauffage" se réalise de l'extérieur au moyen d'un champ électrique ou de photons.
- Les plasmas, milieux radiatifs. Un plasma est un système thermodynamique qui comprend, en effet, outre des particules chargées (et des atomes électriquement neutres, dans le cas d'un gaz ionisé), des photons, émis et absorbés par ces particules.

Il faut noter, cependant, qu'un milieu peut émettre des photons sans qu'il s'agisse d'un plasma ou d'un gaz ionisé, puisqu'il suffit que les atomes soient excités dans un état non ionisé.

- Présence d'ions négatifs. Outre les ions positifs, de charge Ze où e est la valeur absolue de la charge élémentaire d'un électron, on trouvera dans la plupart des décharges électriques, et en particulier dans les décharges de gaz dits électronégatifs (par exemple SF_6), des ions négatifs (avec une seule charge négative, par exemple H^- , O^- , O_2^- , Cl^- , SF_x^- , ...) qui résultent d'un processus de capture d'un électron. On aura, néanmoins, toujours quasi - neutralité, de sorte que :

$$-(n_e e + n_i e) + \sum_z n_z Z e = 0 \quad (\text{I-3})$$

où n_z , est la densité des ions positifs de charge Ze (ions dits multi-chargés et n_i celle des ions négatifs de charge $-e$.

Il faut cependant noter, à titre d'exemples, que les plasmas d'azote, de mercure ou de gaz rares ne contiennent pas d'ions négatifs.

- Origine du terme "plasma". Ce terme a été introduit par TONKS et LANGMUIR en 1929 pour désigner la partie " Colonne positive " de certaines décharges électriques dans un gaz. Tiré du grec $\lambda α μ π σ$, ce mot signifie "figure modelée" (par exemple de cire ou d'argile), mais veut également dire fiction, fausse apparence ! Le lien entre le sens étymologique de ce terme et le phénomène physique qu'il décrit n'est pas évident.

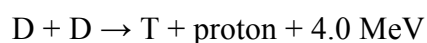
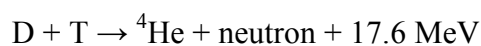
I-4 DOMAINES D'ÉTUDE ET D'APPLICATIONS (EXEMPLES)

Bien que la plus grande partie des travaux de recherche en physique des plasmas soit motivée par des applications, cette discipline, en raison de la très grande variété des phénomènes observables dans un plasma, a contribué de façon importante à certains domaines de la physique fondamentale dont celui, par exemple, des effets non linéaires.

La physique des plasmas est une discipline qui fait appel à l'électromagnétisme, à l'hydrodynamique, à la mécanique statistique et à la physique atomique et moléculaire. Pour avoir une vue d'ensemble du vaste domaine de la physique des plasmas, examinons quelques sujets d'étude en mettant l'accent sur l'aspect applications.

I-4-1 Fusion thermonucléaire contrôlée

Dans l'espoir de produire de l'énergie et de remplacer, dans l'avenir, le pétrole aussi bien que la filière actuelle des centrales à fission nucléaire, on envisage des réactions de fusion du type [1].



Où le deutérium (D) et le tritium (T) sont des isotopes de l'hydrogène. Théoriquement. 1 kg de D-T pourrait donner autant d'énergie que 10^7 litres de mazout. Ces réactions sont possibles si les noyaux de deutérium et de tritium peuvent entrer suffisamment en "contact", ce qui nécessite des énergies incidentes minimum de 10 keV pour vaincre les forces électriques répulsives entre noyaux (chargé) positif. Deux méthodes de chauffage et de confinement sont présentées à l'étude : le confinement magnétique, plus proche de l'hypothétique réacteur susceptible d'être couple au réseau électrique, et le confinement indisert quantique é d'approche toute différente. Jusqu'à présent, et dans les deux cas, on n'a pas encore obtenu une réaction positive de fusion (énergie rendue plus grande que l'énergie fournie pour amorcer la réaction), les phénomènes de pertes n'étant pas tous maîtrisés. Examinent brièvement ces deux approches :

- La machine à confinement magnétique. Le confinement des particules chargées par un champ magnétique est essentiel pour éviter les pertes d'énergie du plasma de fusion sur les parois et la destruction de celles-ci. Le type de réacteur le plus fréquent est de configuration toroïdale (pour mante un système fermé sur lui-même), inventé à l'Institut KURCHATOV de Moscou et appelé tokamak. Il comprend un champ magnétique principal, dit toroïdal, et différents autres champs magnétiques de moindre intensité. On chauffe initialement le plasma par induction selon le principe du transformateur, le secondaire étant le plasma, et on y ajoute du courant et de l'énergie, par exemple, par des champs de hautes fréquences (HF) dont mode propres du système (par exemple la résonance cyclotron) ou à des ondes de plasma. Cependant, les impuretés émanant des par suite de leur bombardement par les particules du plasma accaparent une très grande partie de l'énergie destinée à vaincre la répulsion nucléaire entre les éléments devant entrer en fusion, empêchant la réaction de fusion de se poursuivre ; ce problème n'est pas encore totalement résolu. De plus, divers types *-d'instabilité peuvent se manifester et conduire, par exemple, le plasma à " s'étouffer " ou à toucher les parois.
- Commencé au début des années 50 par les militaires, une partie de la recherche sur la fusion fut rendue publique en 1958 et dotée de budgets civils importants dans plusieurs pays. Toutefois ; vers le milieu des années 90, certains gouvernements se montrèrent plus critiques à l'égard de ces travaux et en réduisirent les budgets (cas

de la fermeture du Tokamak de Varennes par le gouvernement canadien), arguant que l'on était encore trop loin d'un réacteur commercial ; en effet, on n'a toujours pas atteint (2006) les conditions d'auto - entretien de la fusion. Les recherches se poursuivent néanmoins sur plusieurs installations en Europe, dont le Joint European Torus (JET) à Culham , Angleterre et Tore Supra à Cadarache , France . Le JET sert principalement à étudier les instabilités de transport, alors que Tore Supra met en œuvre des bobines supraconductrices permettant d'accroître l'intensité du champ magnétique toroïdal tout en minimisant les pertes ohmiques. Ces diverses études ont mené au projet ITER, tokamak de plus grande taille, doté de bobines supraconductrices et financé par la communauté internationale. Cette installation devrait entrer en service à Cadarache en 2016.

- Le système à confinement inertiel. On tire, par exemple, avec un faisceau laser UV intense sur une pastille de deutérium, " pelant " celle - ci et provoque la compression de la matière ainsi extraite vers l'arrivée centre de la pastille pour à la fusion, le transfert de l'énergie laser à la matière doit être plus rapide que son expansion résultante dans la chambre du réacteur, d'où le recours à un laser à très courte impulsion.

I-4-2 Astrophysique et physique de l'environnement spatial

Les étoiles et le flux de plasma émis par le soleil, appelé vent solaire, constituent des formes distinctes de plasma (au sens strict), le premier tant très second dense, le second, au contraire, très dilué et, pour ainsi dire sans collision.

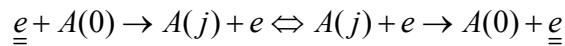
Plus près de la surface de la terre, il y a les couches ionosphériques ionisées par le vent solaire (mises en évidence à partir de 1954). Les particules chargées de ces couches (couche F, par exemple : $n_e \approx 5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$. $T_e = 50 \text{ eV}$, où T_e est la température des électrons en électron - volt) sont confinées par le de sorte que chaque type de processus d'échange d'énergie voit son action dans une direction énergétique donnée (par exemple, accroissement d'énergie de la "particule " lors de l'interaction) rigoureusement compensée de façon statistique par le même type de processus en direction énergétique inverse (diminution d'énergie du même type de particule dans notre exemple) : cette exigence de compensation s'appelle le principe de réversibilité microscopique ou, plus simplement, la micro réversibilité.

I-5 EXEMPLES DE PROCESSUS RÉVERSIBLES

Les processus de collisions élastiques constituent, à l'évidence, un mécanisme naturellement réversible : l'atome ou l'électron qui subit une collision peut statistiquement aussi bien gagner que perdre de l'énergie.

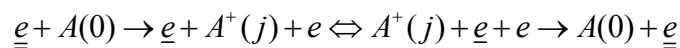
Les processus de collisions inélastiques, au contraire, ne sont pas toujours facilement réversible : il faut que le milieu soit très dense, notamment pour qu'il y ait suffisamment d'interactions à plus de deux corps quand cela est nécessaire pour assurer la réversibilité. Pour le voir, considérons successivement deux exemples:

la collision super élastique ou de seconde espèce



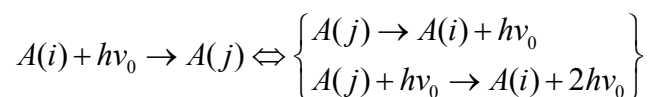
Le symbole \underline{e} désigne un électron de grande énergie au contraire de e qui est de faible énergie ; $A(0)$ indique l'état fondamental de l'atome A et $A(j)$ désigne un atome dans l'état j , ici un état excité de l'atome ; la double flèche \Leftrightarrow sépare les deux directions énergétiques du processus considéré. Si l'atome dans l'état j émet un photon avant de subir une collision, la réversibilité n'est pas satisfaite. Celle-ci exige donc un milieu où le nombre de collisions est très élevé.

La recombinaison collisionnelle



Dans ce dernier exemple, on voit que la réversibilité requiert une interaction à trois corps, d'où la difficulté d'obtenir l'équilibre thermodynamique (ET) complet si le milieu n'est pas suffisamment dense.

Les processus d'émission et d'absorption de photons



où h est la constante de PLANCK et ν_0 , la fréquence du photon ; j désigne le niveau d'énergie supérieur ($j > i$).

I-6 CONSÉQUENCES DE COMPLET

L'équilibre thermodynamique complet est réalisé quand les quatre grandes lois d'équilibre que nous allons présenter sont vérifiées simultanément. Pour caractériser complètement le système, il suffit alors de connaître la température T et la densité d'atomes N .

- Distribution de MAXWELL-BOLTZMANN des vitesses microscopiques, w , des particules. Pour les électrons, dans le cas d'une distribution isotrope, nous avons :

$$f(\omega) = \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_e \omega^2}{2k_B T} \right) \quad (\text{I-4})$$

où k_B est la constante de BOLTZMAN, m_e la masse des électrons, la température T étant exprimée en Kelvin. En notant que v_{th} , la vitesse la plus probable des particules d'une distribution maxwellienne, est donné par:

$$v_{th} = \left(\frac{2k_B T}{m_e} \right)^{1/2} \quad (\text{I-5})$$

on peut écrire(I-4) sous une forme plus simple et plus facile à retenir :

$$f(\omega) = \frac{\pi^{-3/2}}{v_{th}^3} \exp \left(-\frac{\omega^2}{v_{th}^2} \right) \quad (\text{I-6})$$

Une condition suffisante pour que la distribution des vitesses des particules soit maxwellienne est que le plasma soit en équilibre thermodynamique.

- Loi de BOLTZMAN fixant la répartition de la densité de population des états excités par rapport à celle de l'état fondamental :

$$\frac{n_j}{n_0} = \left(\frac{g_j}{g_0} \right) \exp \left[-\frac{(\varepsilon_j - \varepsilon_0)}{k_B T} \right] \quad (\text{I-7})$$

où n_0 est la densité d'atomes dans l'état fondamental d'énergie ε_0 , et n_j la densité d'atomes dans l'état excité d'énergie.. , avec g_0 et g_j les poids statistiques (ou dégénérescence) correspondants .

- Loi de PLANCK, dite du corps noir, fixant la distribution spectrale de l'intensité du rayonnement EM. Cette intensité, à la fréquence ν_0 considérée, est donnée par:

$$I_{\nu_0} = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu_0}{k_B T}\right) - 1} \quad (\text{I-8})$$

Où c est vitesse de la lumière dans le vide.

- Loi de SAHA régissant l'équilibre entre les processus d'ionisation (création des particules chargées) et de recombinaison en volume (disparition de particules chargées par neutralisation d'un ion par un électron). Cette loi permet de connaître la densité n_i des ions (positifs) ionisés une fois, relativement à la densité n_0 des atomes neutres, connaissant la température du plasma. Dans l'hypothèse où ces ions et ces atomes neutres se trouvent tous dans leur état fondamental, cette relation s'exprime sous la forme simple :

$$\frac{n_e n_i}{n_0} = \frac{2g_i}{g_0} \frac{(2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{k_B T}\right) \quad (\text{I-9})$$

Où g_i et g_0 représentent respectivement la dégénérescence quantique du niveau d'énergie i et celle du fondamental, n_e la densité électronique et ε_i l'énergie (au seuil) de première ionisation.

Pour connaître le rapport de densité entre les ions de charge Z (c'est-à-dire ayant perdu Z électrons) et ceux de charge $(Z - 1)$, nous disposons de la relation:

$$\frac{n_e n_i [Z]}{n_i [Z-1]} = \frac{2g_i [Z]}{g_i [Z-1]} \frac{(2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{k_B T}\right) \quad (\text{I-10})$$

Où ε_i est, cette fois, l'énergie d'ionisation du $Z^{\text{ème}}$ électron par rapport au niveau de l'atome ionisé $(Z - 1)$ fois ; le symbole $[]$ indiqué la dépendance en Z et en $Z - 1$ de n_i et g_i ; les valeurs de $n_i [Z]$ et $n_i [Z - 1]$ sont celles des états fondamentaux des deux types d'ions.

I-7 DIVERS NIVEAUX D'ÉCART PAR RAPPORT À L'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE COMPLET

Dans la plupart des plasmas de laboratoire, la micro réversibilité des processus n'est pas parfaite, et les informations à fournir pour caractériser le système sont d'autant plus nombreuses que les types de processus non réversibles sont nombreux. Examinons la situation en allant dans le sens d'une microréversibilité de plus en plus faible.

I-7-1 Equilibre thermodynamique local (ETL)

Dans un plasma inhomogène où existe un gradient de densité de particules (induisant la diffusion de celles-ci) ou un gradient de température (provoqué, par exemple, par un flux thermique vers une paroi), ou dans un plasma homogène mais laissant des photons s'échapper (au moins pour certaines raies ou régions spectrales), il y a un flux net d'énergie à travers le système : la diminution (ou l'augmentation) locale de l'énergie du système implique que la micro réversibilité n'est pas complète. Cependant, si cette perte locale d'énergie est faible par rapport à l'énergie totale en ce point ou, de façon équivalente, si la différence d'énergie entre deux points voisins du système est faible, alors on pourra dire qu'il y a ETL.

Le cas d'ETL le plus fréquent est celui d'un plasma dont la densité des particules n'est pas suffisamment grande et son volume trop petit pour réabsorber la plus grande partie des photons émis : des photons « dans un domaine spectral donné, s'échappent alors du système. Si la situation n'est souvent pas désastreuse du point de vue de l'équilibre du système, c'est que des processus vont se manifester pour compenser des réactions qui normalement, en ET complet, nécessitent l'absorption d'un photon.

Ainsi, pour la réaction $A(j) \rightarrow A(0) + h\nu_0$, il n'y a pas réversibilité la réaction inverse étant remplacée par $A(0) + e \rightarrow A(j) + e$; on appelle ceci une compensation impropre pour l'opposer à la compensation propre de la micro réversibilité parfaite. Le rayonnement d'un tel système ne suit donc pas la loi de PLANCK, mais si le flux qui s'échappe est faible, les trois autres lois d'équilibre de l'ET s'appliqueront localement : MAXWELL-BOLTZMANN pour les distributions des vitesses des particules, BOLTZMANN pour la densité des niveaux excités des atomes (molécules), et SAHA pour l'ionisation-recombinaison ; une seule température, $T(r)$, définie localement en r , en plus

de la densité, $N(r)$, des noyaux d'atomes (molécules) , suffit alors pour caractériser le système.

Dans le cas où il y a un flux net de particules à travers le système (diffusion, convection), la notion d'ETL s'applique à condition que le temps, dit de relaxation, nécessaire pour que la particule provenant d'un sous-système (thermodynamique) à la température T_1 à la position r_1 se mette en équilibre avec le sous-système en r_2 à la température T_2 , soit très court. Dans ce cas, l'ET se maintient localement.

I-7-2 plasma hors ETL : le cas particules du plasma à deux températures

Lorsque le milieu est moins dense que celui considéré au paragraphe précédent, il arrive que le transfert collision elle d'énergie entre les électrons et les particuliers lourdes, du fait de leur différence de masse (un électron transférant, par collision, au plus $4m_e/M$ de son énergie à un ion ou à un atome de Masse M : ne soit plus suffisant pour que les particules des différents types aient toutes la même énergie moyenne. Cependant, si les interactions entre particules d'un même type sont suffisamment nombreuses, il y a équipartition de l'énergie au sein de cette population, et celles-ci continueront à obéir à une distribution de MAXWELL-BOLTZMANN caractérisée par une température propre à leur espèce : température électronique T_e , température ionique T_i , et température des neutres (ou température du gaz) T_g .

Un cas particulièrement intéressant est celui où la température des électrons dépasse largement celle des autres particules du plasma lorsque ce sont précisément les électrons qui amènent l'énergie dans le système. Une situation fréquemment observée est alors celle où $T_e > T_i = T_g$ (plasma dit à deux température) . Dans ce cas, ce sont les électrons qui contrôlent la cinétique d'ionisation (équilibre de SAHA) et celle des états excités voisins du seuil d'ionisation (équilibre de BOLTZMANN partiel) : la loi de BOLTZMANN obéit pour ces niveaux à une température caractéristique T_{exc} telle que $T_{exc} = T_e$; l'équilibre de SAHA est, pour sa part, peu perturbé par les particules lourdes et la température T_s de SAHA est ici aussi égale à T_e . Nous avons donc : $T_s = T_{exc} = T_e > T_i = T_g$, ce qui justifie l'appellation de plasma à deux températures.

Dans un plasma à deux températures, les populations des niveaux d'énergie de l'atome neutre (de même pour l'ion) ne sont pas régies par l'équilibre de BOLTZMANN (équation (I-7)). En effet, le temps entre deux collisions électron-neutre pour l'excitation ou

la désexcitation des niveaux voisins du fondamental est plus long que leur temps de vie radiatif, de sorte qu'ils se peuplent ou se dépeuplent de façon radiative plutôt que par collision électronique, échappant ainsi à la cinétique des électrons. Par contre, les niveaux supérieurs, ceux situés sous le premier niveau de l'ion, sont en équilibre collisionnel avec les électrons, et la loi de BOLTZMANN donne leur densité de population selon $T_{\text{exc}} = T_e$. Nous dirons que le système est en équilibre thermodynamique, puisque seuls les niveaux supérieurs sont en équilibre de BOLTZMANN. Pour décrire ce système, il faut donc préciser plusieurs "températures" (le terme "paramètres caractéristiques" serait plus juste), à la différence de l'ETL.

I-7-3 Aucune caractéristique d'équilibre thermodynamique, mais un état stationnaire

Les fonctions de distribution en énergie des particules ne sont plus maxwelliennes : par exemple, les collisions inélastiques peuvent dépeupler fortement certains intervalles d'énergie de ce qui aurait été une distribution de MAXWELL-BOLTZMANN. Dans ce cas, on ne peut plus parler de température mais seulement d'énergie moyenne, et encore faut-il préciser la forme de la fonction de distribution pour connaître les caractéristiques du système.

En conclusion, plus on s'éloigne de l'ET, plus il faut fournir de données pour caractériser le plasma.

I-8 FRÉQUENCE PROPRE D'OSCILLATION DES ÉLECTRONS D'UN PLASMA

I-8-1 Origine et description du phénomène

Si dans un plasma de dimensions largement supérieures à la longueur de DEBYE. (Distance moyenne en dessous de laquelle il n'y a pas neutralité électrique) se produit un défaut local de neutralité (résultant, par exemple, d'un mouvement aléatoire des particules), celle-ci sera rétablie du fait du comportement collectif des particules chargées. S'il y a peu ou pas de collisions, ce mouvement de retour vers l'équilibre des charges prendra la forme d'une oscillation pendulaire autour de la position où il y a eu initialement rupture de neutralité.

Pour préciser le sens physique de ce phénomène, qui est une représentation idéalisée de la distribution des ions et des électrons dans un plasma. Initialement, les charges y sont

distribuées de façon alternée et équidistance de sorte que le champ électrique est nul là où elles se trouvent : les particules chargées (supposées sans énergie thermique pouvant les mettre en mouvement !) devraient donc demeurer, sans bouger, dans cet état d'équilibre. Déplaçons un groupe d'électrons sur une distance x par rapport à leur position initiale d'équilibre : il en résulte un champ électrique (champ donné par l'équation de POISSON (I-1) et appelé champ de charge d'espace) qui rappelle les électrons vers leur position d'origine, mouvement qui réduit d'autant l'intensité de ce champ. Cependant, les électrons ainsi accélérés ne pourront s'arrêter à leur position d'équilibre, continuant leur mouvement au-delà de ce point, engendrant ainsi un nouvel écart à l'équilibre électrique des charges et, donc, un champ électrique de sens opposé au champ initial. Les électrons continueront ainsi leur mouvement pendulaire autour de la position d'équilibre si des collisions ne viennent l'interrompre.

Ce comportement collectif des électrons fait apparaître localement un mouvement oscillatoire dont la pulsation (voir démonstration ci-après) est donnée par :

$$\omega_{pe} = \left(\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (\text{I-11})$$

Où (n_e) est la densité électronique non perturbée, ϵ_0 est la permittivité du vide ; (ω_{pe}) est appelée fréquence (propre) des électrons du plasma ou, moins communément, fréquence du plasma d'électrons.

Au cours de ces oscillations, les ions, beaucoup plus lourds que les électrons, demeurent pratiquement immobiles : ils commencent à peine à se mettre en mouvement dans une direction qu'il leur faudrait déjà aller dans l'autre.

I-8-2 Calcul de la fréquence propre des électrons du plasma

Un modèle hydrodynamique simple décrivant les électrons dans leur mouvement collectif d'oscillation comme un fluide permet d'abstenir la valeur de la pulsation ω_{pe} . Les hypothèses sont les suivantes :

- Les ions sont immobiles et leur densité n_i , non perturbée, uniforme,
- L'agitation thermique des électrons est négligeable : leur vitesse v_e due au champ électrique de la charge d'espace est telle que $v_e \gg v_{th}$ (plasma froid [2-6]),
- La fréquence ν de collision électron-neutre pour le transfert de quantité de mouvement l'emporte sur les autres types de fréquence de collection, mais reste néanmoins telle que $\nu \ll \omega_{pe}$ afin de préserver le comportement collectif du plasma,
- Les oscillations produites sont de faible amplitude,
- Il n'y a pas de champ magnétique imposé de l'extérieur.

Dans le cadre du modèle hydrodynamique, nous pouvons décrire le fluide d'électrons en question par les deux relations suivantes :

Equation de conservation des particules [7-8] :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e v_e) = 0 \quad (\text{I-12})$$

Equation de transport de la quantité de mouvement :

$$n_e m_e \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_e \cdot \nabla \right) v_e = -n_e e E \quad (\text{I-13})$$

où E est le champ de charge d'espace.

Nous linéarisons ces équations (hypothèses 4) en posant :,

$$n_e(r, t) = \bar{n}_e + \tilde{n}_e(r, t) \quad (\text{I-14})$$

Où $\tilde{n}_e(r, t)$ est une perturbation à la densité \bar{n}_e uniforme et constante en l'absence de fluctuations ($\tilde{n}_e \ll \bar{n}_e$). Nous supposons, par ailleurs, que les grandeurs variables dans le temps, toutes d'ordre un oscillent à la fréquence $\omega/2\pi$ que nous cherchons à déterminer : nous poserons donc $E = E_0 \exp(i\omega t)$, $v_e = v_{e0} \exp(i\omega t)$ et $\tilde{n}_e(r, t) = \tilde{n}_{e0}(r) \exp(i\omega t)$. Nous avons alors de (I-12) :

$$i\omega \tilde{n}_e + \bar{n}_e \nabla \cdot v_{e0} = 0 \quad (I-15)$$

où nous avons négligé $\nabla \cdot \tilde{n}_e v_{e0}$, terme d'ordre 2 dans une équation d'ordre un. De (I-13), nous obtenons :

$$\bar{n}_e m_e i\omega v_{e0} = -\bar{n}_e e E_0 \quad (I-16)$$

Où $v_{e0} \nabla \cdot v_{e0} \approx 0$ parce que d'ordre 2. Ajoutons à ces deux relations, l'équation de POISSON (I-1) qui, dans le cas présent, s'écrit :

$$\nabla \cdot E = \frac{\bar{n}_i e - \bar{n}_e e}{\epsilon_0} \approx -\frac{\tilde{n}_e e}{\epsilon_0} \quad (I-17)$$

Puisque la neutralité macroscopique impose $n_i = n_e$

Nous voulons éliminer v_{e0} puis \tilde{n}_{e0} en jouant des équations (I-15) à (I-17). De (I-16) il vient:

$$v_{e0} = -\left(\frac{e}{i\omega m_e}\right) E_0 \quad (I-18)$$

et en portant (I-18) dans (I-15), nous obtenons :

$$\tilde{n}_{e0} = -\frac{\bar{n}_e e}{\omega^2 m_e} \nabla \cdot E_0 \quad (I-19)$$

En utilisant la valeur de \tilde{n}_{e0} définie simultanément par (I-19) et (I-17), nous arrivons à :

$$\tilde{n}_{e0} = -\frac{\bar{n}_e e}{\omega^2 m_e} \nabla \cdot E_0 = -\frac{\epsilon_0}{e} \nabla \cdot E_0 \quad (I-20)$$

C'est-à-dire :

$$\nabla \cdot E_0 \left(\frac{\bar{n}e^2}{m_e \varepsilon_0 \omega^2} - 1 \right) = 0 \quad (I-21)$$

Ce qui, pour $\nabla \cdot E_0 \neq 0$, impose : $\omega = \omega_{pe}$

où ω_{pe} (relation (I-11)) est la fréquence propre du plasma d'électrons, aussi appelée oscillation de LANGMUIR.

- Dans le modèle du plasma froid ($T_e = 0$), l'oscillation collective des électrons demeure circonscrite au voisinage de la perturbation qui l'a engendrée : elle ne se propage pas, ce n'est pas une onde. Pour qu'une onde électromagnétique existe, il faut pouvoir en définir la vitesse de groupe v_g qui s'obtient à partir de son équation de dispersion. Dans le cas présent, de (I-22) où ω_{pe} est une constante..

Cependant, si l'on tenait compte de la pression scalaire exercée par l'agitation thermique des électrons sur leur propre mouvement, pression qui s'exprime en moyenne par leur température T_e , on obtiendrait, pour ce même mouvement oscillatoire :

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \gamma \beta^2 \frac{k_B T_e}{m_e} \quad (I-22)$$

Où ($v_g = \gamma \beta k_B T_e / m_e \omega$) est non nulle si $T_e \neq 0$. Dans cette relation, γ est le rapport c_p/c_v des chaleurs spécifique du gaz, avec γ (Transformation Adiabatique) $= (2 + \bar{\delta}) / \bar{\delta}$ où $\bar{\delta}$ est le nombre de degrés de liberté ; pour un gaz monoatomique $\bar{\delta}=1$, d'où $\gamma=3$

- En milieu limité (c'est-à-dire lorsque des conditions aux frontières interviennent dans les calculs), la fréquence d'oscillation est :

$$\omega = \omega_{pe} / \sqrt{3} \quad \text{pour une géométrie cylindrique}$$

$$\omega = \omega_{pe} / \sqrt{3} \quad \text{pour une géométrie sphérique}$$

- Expression numérique approximative de la fréquence propre des électrons :

$$f_{pe}(Hz) \approx 9000 \sqrt{n_e(cm^{-3})} \quad (I-23)$$

- Comme pour les électrons, on peut calculer la fréquence propre d'oscillation des ions du plasma, soit :

$$\omega_{pi} = \left(\frac{n_i e^2}{m_i \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (I-24)$$

où l'on peut noter que la fréquence du plasma d'ions, puisque fonction inverse de leur masse m_i , est très inférieure à la fréquence du plasma d'électrons.

I-9 ETUDE DES DECHARGES ELECTRIQUES DANS LES GAZ

Les phénomènes de décharge électrique, étudiés pourtant depuis près de deux siècles, font toujours l'objet de recherche active auprès des scientifiques. On pourrait s'étonner de cet état de fait mais on comprendrait vite que cela n'est dû qu'à la très grande complexité du phénomène et des mécanismes qui le constituent. Cependant de grandes avancées ont été faites ces dernières décennies dans l'amélioration des moyens de diagnostic des premiers instants de la décharge et donc dans l'étude des mécanismes d'initiation. Cela a permis d'accroître les connaissances sur le phénomène et d'avancer dans les applications qui ont d'ailleurs connu de bien plus larges expansions.

I-10 ASPECT HISTORIQUE

L'étude scientifique des décharges électriques a commencé au XVIII^{ème} siècle par l'observation expérimentale d'étincelles produites par des générateurs électrostatiques et des éclairs d'orages. Ensuite l'invention de piles suffisamment puissantes a permis à V.V. Petrov de produire le premier arc électrique en 1803 dans l'air. Humphrey Davy en fit ensuite l'étude. Mais ce fut Michael Faraday qui, entre 1831 et 1835, découvrit et commença l'étude des décharges lumineuses en utilisant des tubes contenant des gaz à une pression de l'ordre de 100 Pa sous 1000 Volt. Par la suite, à la fin du XIX^{ème} siècle et au début du XX^{ème} siècle, la physique des décharges électriques dans les gaz a permis à la physique atomique de faire ses premiers progrès avec les travaux de William Crookes et de Thomson, avec en particulier la mise en évidence du rôle fondamental des électrons dans la décharge et la mesure du rapport e/m . Vers 1900, un élève de Thomson, Townsend, réalisa la première modélisation d'une décharge, correspondant au cas de la décharge lumineuse.

en champ uniforme. Langmuir travaillai aussi sur ces décharges et introduisit le concept du plasma. Au cours du XXème siècle on passa à l'exploration des décharges électriques en fonction de la fréquence, tandis que la modélisation progressait en raison du développement d'applications de plus en plus nombreuses des décharges

I-11 GENERALITES SUR LES DECHARGES ELECTRIQUES

Les plasmas de décharges réalisés au laboratoire et utilisés pour des applications technologiques sont des milieux faiblement ionisés contenant des électrons libres, des ions positifs et éventuellement des ions négatifs. Selon les valeurs de températures et/ou de degré d'ionisation ces plasmas peuvent être classés en deux grandes catégories : les plasmas thermiques et les plasmas non thermiques hors équilibre. Selon les techniques utilisées pour les générer, la pression appliquée et la géométrie des électrodes, les plasmas hors équilibre se présentent sous différentes formes telles que la décharge luminescente, couronne ou encore les décharges à barrière diélectrique [9] (DBD).

La décharge luminescente est une décharge obtenue le plus souvent à basse pression (moins de 10 mbar), entre deux électrodes planes. Les électrons produits dans ce type de décharge sont fortement énergétiques. Les atomes neutres excités ainsi que les molécules génèrent une luminescence typique (comme dans les tubes fluorescents). Toutefois, les décharges luminescentes ou ce que l'on appelle aussi les décharges (glow), ne sont pas adaptées pour la synthèse chimique. Notons que des décharges luminescentes à pression atmosphérique ont été développées très récemment. La décharge couronne est une décharge non homogène, générée à pression atmosphérique dans un système d'électrodes fortement dissymétriques (i.e système pointe- plan). En effet, lors de la décharge, l'électrode de faible rayon de courbure soumise à une haute tension est le siège d'un fort champ électrique, qui constitue le facteur clé dans l'ionisation des espèces neutres présentes dans le gaz. La décharge à barrière diélectrique, ou ce qu'on appelle aussi la décharge silencieuse, combine le large volume d'excitation de la décharge [10](glow) avec les caractéristiques haute pression de la couronne. Dans ce type de décharges, un diélectrique couvre l'une des électrodes. la surface entière de l'électrode devient effective pour les réactions chimiques. La DBD est initiée en chaque point du gap. Les charges ainsi cumulées sur le diélectrique forment un champ électrique qui s'oppose au champ appliqué et permet d'interrompre le

courant pendant quelques nanosecondes. La durée du pulse de courant dépend de la pression, des propriétés du gaz ainsi que de la nature du matériau diélectrique.

	Décharge (Glow)	Décharge Couronne	DBD ou décharge silencieuse
Pression	< 10mbar à l	1bar	1bar
Champ électrique	10V/cm	0.5-10kV/cm, variable	0.1-100kV/cm, variable
Champ électrique réduit	50Td	2-200Td, variable	1-500Td

Tableau (I-1) : Paramètres caractéristiques des décharges dans les gaz

Les mécanismes à l'origine de l'initiation et du maintien des décharges électriques sont multiples. Ils dépendent des techniques utilisées pour l'initiation et des conditions ambiantes de pression et de composition des gaz plasmagènes. Ces mécanismes sont revus dans les paragraphes qui suivent dans le cas de deux types de décharges. Les décharges continues basses pressions qui furent les systèmes les plus étudiés du point de vue académique et les décharges à pression atmosphérique dans les systèmes couronne que nous allons plus particulièrement utiliser dans le cadre de ce travail.

I-12 REGIMES DE DECHARGE DANS UN GAZ

Un gaz soumis à une décharge de laboratoire, peut se trouver dans différents régimes de fonctionnement. Afin d'identifier ces régimes, nous considérons une décharge de type continu : nous connectons à une source de tension continue, deux électrodes (anode et cathode) séparées par le gaz (à basse pression et confiné) qui sera ionisé. Les décharges obtenues dans le dispositif de Townsend peuvent être analysées en examinant la courbe caractéristique $V(I)$ qui lui est associée. Quatre régimes de décharges peuvent être obtenus dans ce type de systèmes

➤ **Le premier régime**

Correspond aux décharges non autonomes. La décharge ne peut exister qu'en présence d'un moyen extérieur, souvent une source lumineuse, assurant la production d'électrons primaires à la cathode par effet photoélectrique.

➤ **Le second régime**

Correspond à ce que l'on appelle les décharges de Townsend. Il est caractérisé par une croissance quasi-verticale du courant pour une valeur de tension appelée tension disruptive. Cette croissance correspond au passage d'un régime où la multiplication des électrons est principalement gouvernée par l'ionisation par impact d'électrons sur les molécules du gaz à un régime où l'essentiel de la multiplication est assurée par l'augmentation du flux d'électrons extraits par bombardement ionique de la cathode. Dans le régime de Townsend, la charge d'espace générée par le plasma est faible et le champ électrique reste égal au champ Laplacien.

➤ **Le troisième régime**

Correspond aux décharges luminescentes. Dans le cas des basses pressions considérées, ces décharges sont également généralement entretenues par un mécanisme de type Townsend. La grande différence qu'elles présentent avec les décharges dites de Townsend réside dans le fait que c'est le champ de charge d'espace et non pas le champ Laplacien qui gouverne la dynamique des espèces chargées.

➤ **Le quatrième régime**

Correspond au régime d'arc. Celui-ci est caractérisé par une très faible tension de maintien (quelques dizaines de volts), de fortes densités de courant et un échauffement important de la décharge dont la température peut facilement atteindre plusieurs milliers de Kelvin. Le maintien du régime d'arc est également gouverné par des processus élémentaires à la cathode. Ces processus très complexes sont cependant différents de ceux rencontrés dans le cas des décharges luminescentes. On cite souvent des effets comme l'effet thermoïonique, l'émission de champ, ..., etc. Le maintien d'un régime d'arc impose également de fortes contraintes sur l'alimentation électrique qui doit pouvoir assurer la circulation de courants forts.

I-13 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons étudié le comportement du plasma dans la nature ainsi que leur domaine d'étude et application, comme la fusion thermonucléaire contrôlée. L'astrophysique et physique de l'environnement spatial est bien décrite par un exemple de processus réversibles. Puis, nous avons illustré les conséquences de l'équilibre

thermodynamique, aussi bien que nous avons cités les divers niveaux d'écart par rapport à l'équilibre thermodynamique complet.

Dans la deuxième partie de ce chapitre une synthèse bibliographique a été effectuée sur les décharges électriques dans les gaz. Notamment la décharge de Townsend et les streamer.

Dans le chapitre suivant, nous allons calculer les paramètres de transport dans le néon et les paramètres de la décharge.

CHAPITRE II

CALCULS DES PARAMETRES DE TRANSPORT DANS LE NEON ET LES PARAMETRES DU DECHARGE

II-1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons calculer les paramètres de transport dans le néon et les paramètres de la décharge. Nous allons bien définir le logiciel BOLSIG+ qui nous permet de donner les données de base dans le néon. Il s'agit de la mobilité et le coefficient de diffusion électroniques, la mobilité et le coefficient d'énergies électroniques et les taux de différents processus qui présentent dans le gaz.

Ensuite, nous allons présenter les données de base ionique. Nous allons rappeler les coefficients de Townsend; leurs équations et les principales hypothèses de différents modèles. Enfin de ce chapitre, nous allons décrire les processus fondamentaux aux décharges électriques.

II-2 LOGICIEL BOLSIG+ ET DONNEES DE BASE POUR LE NEON

Dans cette section, nous allons présenter les paramètres de transport et les coefficients du processus en fonction de l'énergie de l'électron dans le néon en utilisant logiciel BOLSIG+ [11-12]. Tout d'abord nous allons définir logiciel BOLSIG+ et la méthode de fonctionnement.

Ensuite, nous allons effectuer une étude paramétrique sur le coefficient de diffusion et la mobilité électroniques en variant la pression du gaz. Concernant le coefficient d'émission secondaire qui résulte de l'impact des ions, des métastables et des photons sur la cathode, dans notre étude nous avons pris une valeur constante, il est égale à 0.04.

II-2-1 Définition

Logiciel BOLSIG+ est un outil numérique et est développé par G. J. M. Hagelaar et L. C. Pitchford dans 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 et l'énergie d'électron.

II-2-2 Méthode de fonctionnement du logiciel

Tout d'abord, on introduit les sections efficaces des gaz à partir d'une Base de Données (Read Collision). Après, on exécute l'opération à partir de l'icône (New Run). On sélectionne la gamme d'énergie d'électron, à titre d'exemple 2 jusqu'à 40 eV.

On introduit la température du gaz en Kelvin et le degré d'ionisation, généralement ce degré est entre 10^{-6} et 10^{-3} . Finalement on clique sur l'icône (Run) et on sauvegarde le fichier.

Définir	Signes	Valeurs	Unités
Constante de Boltzmann	K_b	1.38062×10^{-23}	J/K°
Charge	e	1.6021×10^{-19}	C
Température	T_g	300	K°
Masse atomique	M_a	20.179×10^{-3}	Kg/mole
Masse d'électron	M_e	9.10956×10^{-31}	Kg
Nombre d'Avogadro	n	6.02217×10^{26}	K/mole

Tableau (II-1): Constantes physique d'un gaz

II-3 LES PARAMETRE DE TRANSPORT

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les paramètres de transport et les coefficients du processus chimiques. Le choix du gaz est le néon. La gamme d'énergie utilise dans logiciel est de 0.5 à 65 eV. La température du gaz est de 300 K.

Le coefficient de l'énergie de la collision élastique perdue par électron est définit par l'expression suivante [13-14] :

$$P^{ec} = \frac{3}{2} \nu_e \left(\frac{2m_e}{M_a} k_b (T_e - T_g) \right) \quad (\text{Eq.II-1})$$

Où ν_e est la fréquence électronique due à la collision de transfert de la quantité de mouvement.

m_e et M_a sont les masses de l'électron et de l'atome du gaz. T_e et T_g sont les températures de l'électron et du gaz.

La longueur de relaxation énergétique est donnée par la relation suivante [15-16]:

$$\lambda_e = 2D_e (\nu_t)^{-0.5} \quad (\text{Eq.II-2})$$

Où D_e est le coefficient de diffusion électronique et ν_t est la fréquence total due à la collision.

La figure (II-1) représente la mobilité électronique en fonction de l'énergie d'électron dans le néon. On remarque que la mobilité électronique varie quelque soit la valeur de l'énergie d'électron. La mobilité électronique est très importante pour des valeurs faibles par rapport aux valeurs grandes de l'énergie d'électron.

Ce paramètre est nécessaire pour la modélisation de la décharge électrique. A partir de la mobilité électronique on peut connaître la vitesse des électrons et le courant de la décharge.

La figure (II-2) représente le coefficient de diffusion électronique en fonction de l'énergie d'électron dans le néon. On remarque que le coefficient de diffusion électronique varie avec la variation de l'énergie d'électron. Cette variation est très visions pour des énergies faibles (inférieure à 1 eV) et des énergies fortes (supérieur à 10 eV). Ce paramètre traduit la diffusion spatiale des particules chargées. A partir de ce paramètre on peut calculer le courant de la décharge dans les gaz.

La figure (II-3) représente la mobilité d'énergie électronique en fonction d'énergie d'électron dans le néon. Ce paramètre est calculé à partir de l'équation ($\mu_{ee} = \mu_e \epsilon_e^{5/3}$). On remarque que la mobilité d'énergie électronique varie quelque soit la valeur de l'énergie d'électron. Ce paramètre est nécessaire pour le troisième moment de l'équation de Boltzmann.

La figure (II-4) représente le coefficient de diffusion d'énergie électronique en fonction d'énergie d'électron dans le néon. Ce paramètre est calculé par l'équation ($D_{ee} = D_e \epsilon_e^{5/3}$). On remarque que le coefficient de diffusion d'énergie électronique varie complètement avec la variation de l'énergie d'électron. Ce paramètre est très utiles dans le troisième moment de l'équation de Boltzmann.

La figure (II-5) représente le coefficient d'excitation en fonction de l'énergie dans le néon. On observe une certaine variation de ce coefficient avec la variation de l'énergie d'électron. Ce paramètre est nécessaire pour le terme source de l'équation de continuité des atomes métastable.

La figure (II-6) représente le coefficient d'ionisation en fonction de l'énergie d'électron dans le néon. On observe une certaine variation du coefficient d'ionisation quelque soit la valeur de l'énergie d'électron. Ce paramètre représente un gain dans le terme source de l'équation de continuité.

La figure (II-7) représente le taux désexcitation en fonction de l'énergie dans le néon. On remarque que le taux désexcitation est presque quasi constant dans la gamme de l'énergie de 0.4 à 10 eV. Le taux désexcitation diminué avec l'augmentation de l'énergie dans la gamme de 10 à 60 eV.

La figure (II-8) illustre le coefficient de la collision élastique perdue par électron en fonction d'énergie d'électron dans le néon. On remarque que le coefficient de la collision élastique est important pour des valeurs de l'énergie d'électron grandes par rapport la valeur faible de l'énergie d'électron. Ce paramètre est nécessaire dans le terme source du troisième moment de l'équation de Boltzmann.

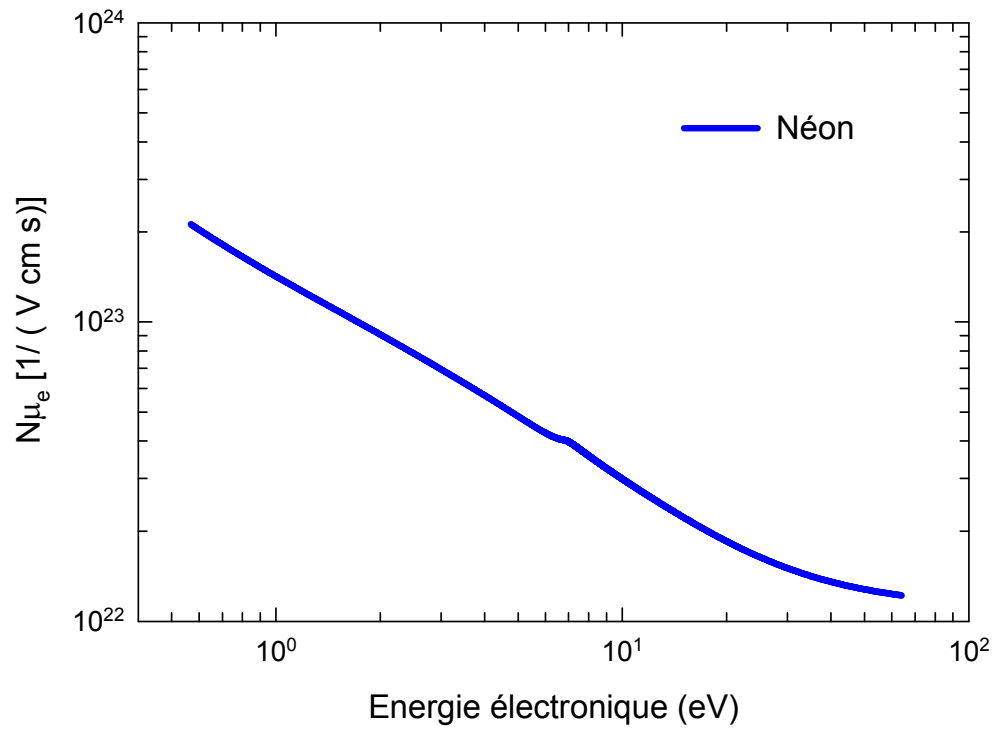


Figure (II-1): Mobilité électronique en fonction de l'énergie d'électron dans le néon

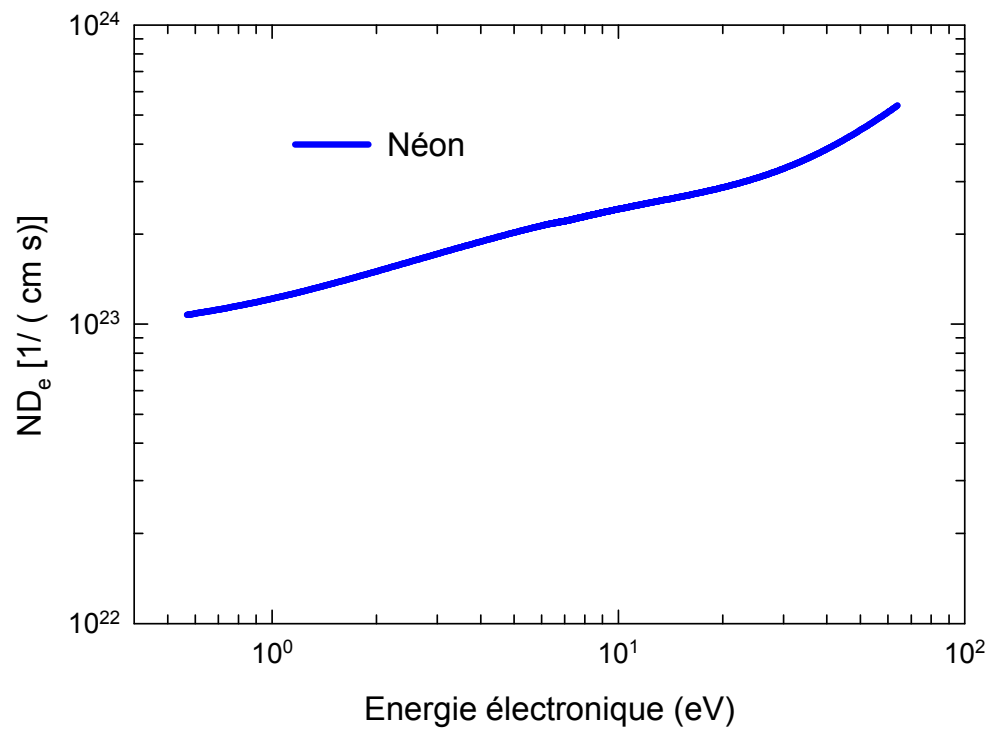


Figure (II-2) : Coefficient de diffusion électronique en fonction de l'énergie d'électron dans le néon

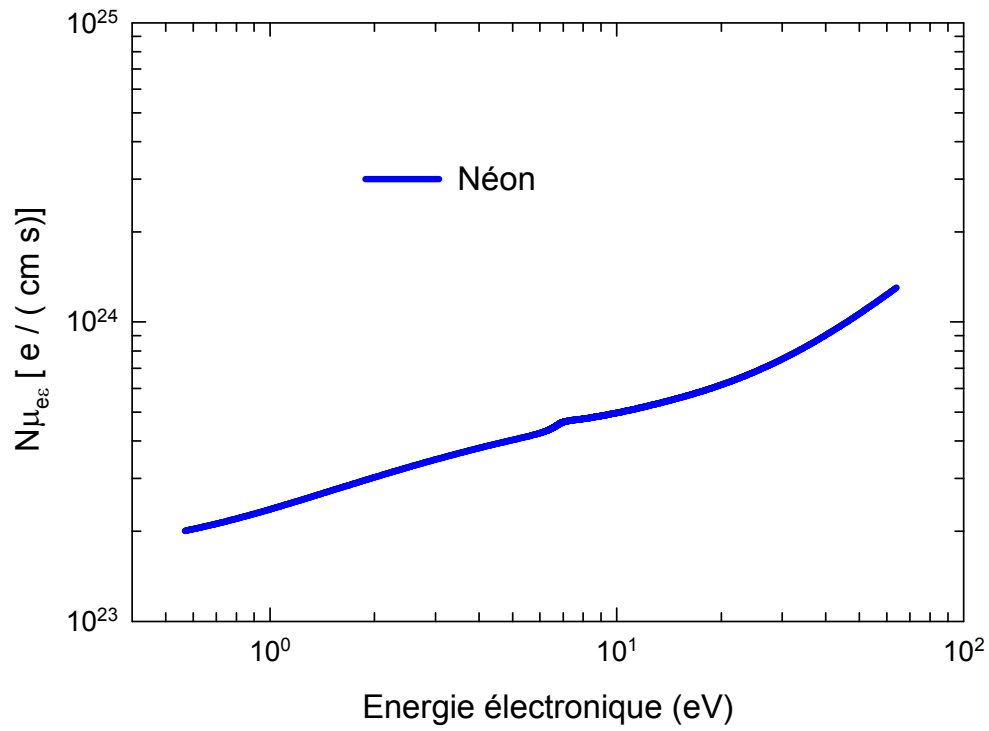


Figure (II-3) : *Mobilité d'énergie électronique en fonction d'énergie d'électron dans le néon*

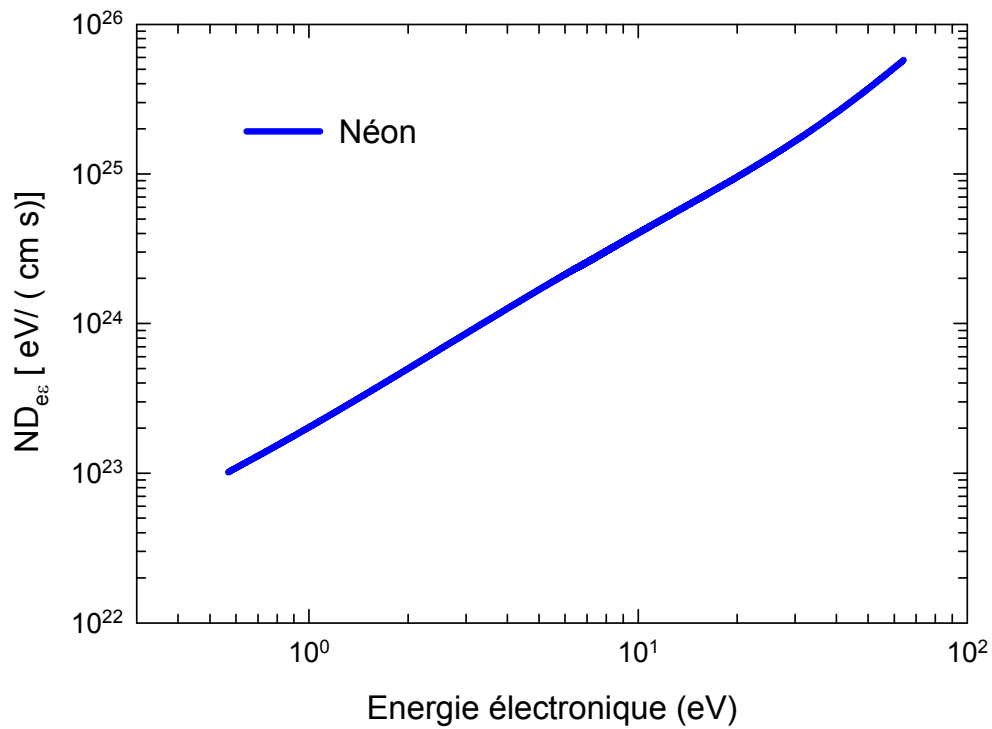


Figure (II-4) : *Coefficient de diffusion d'énergie électronique en fonction d'énergie d'électron dans le néon*

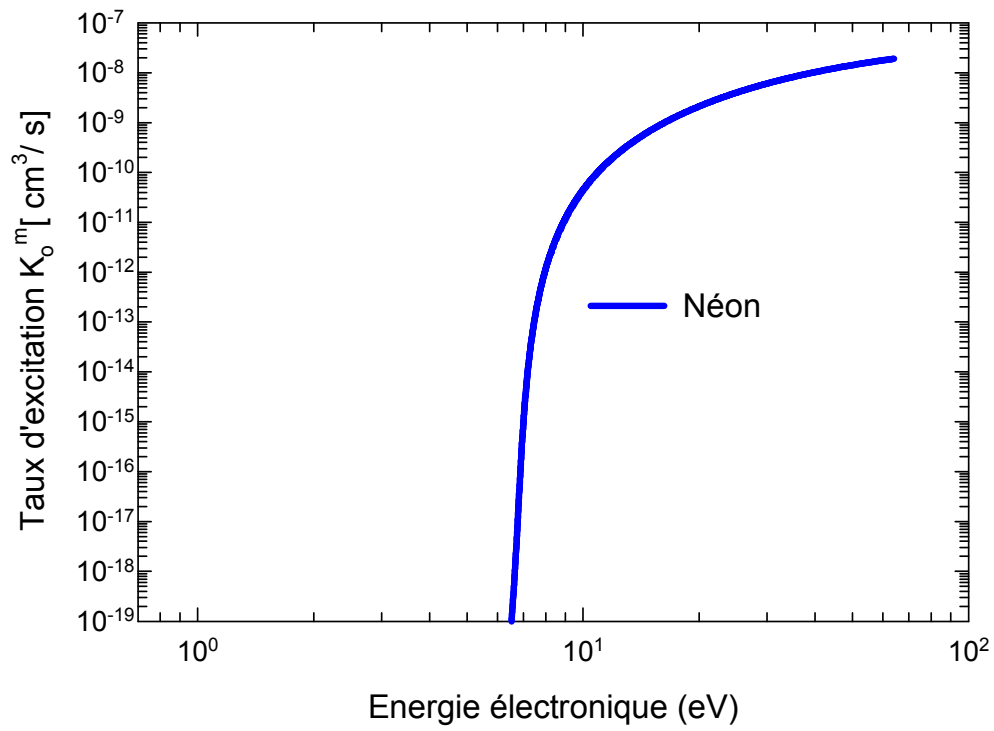


Figure (II-5) : Coefficient d'excitation en fonction de l'énergie d'électron dans le néon

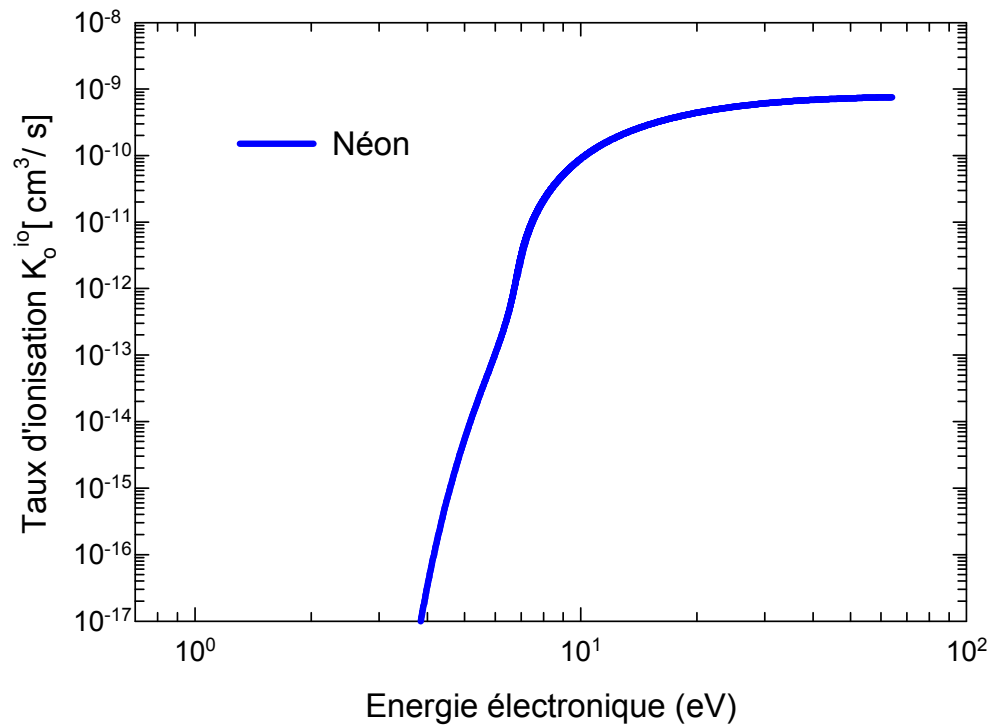


Figure (II-6) : Coefficient d'ionisation en fonction de l'énergie d'électron dans le néon

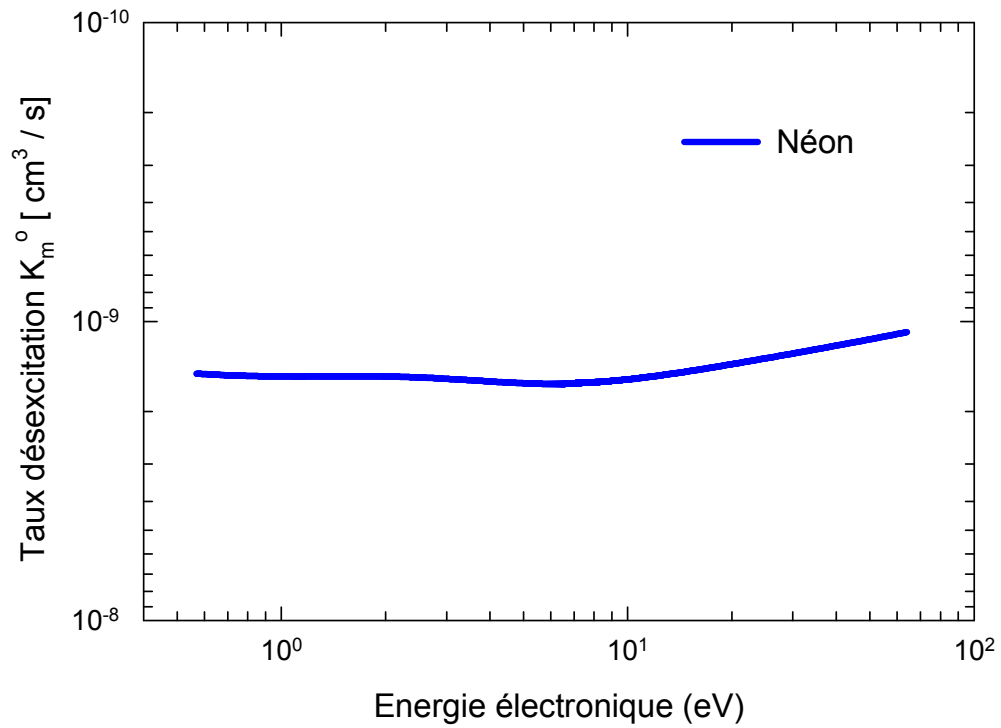


Figure (II-7) : Coefficient d'excitation en fonction de l'énergie d'électron dans le néon

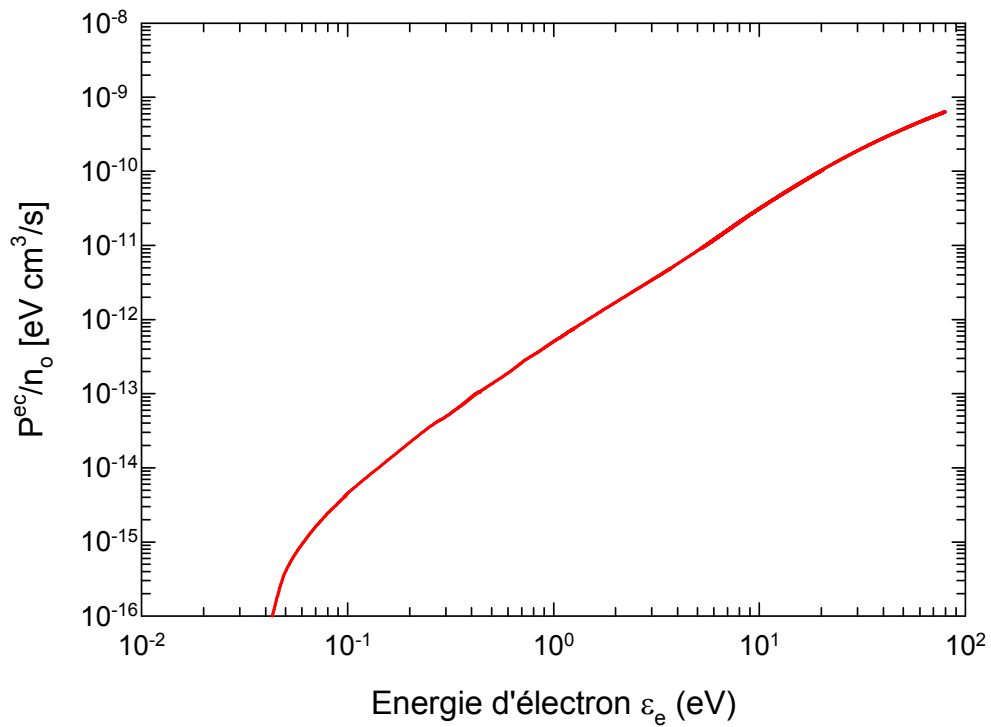


Figure (II-8) : Coefficient d'énergie de la collision élastique perdu par électron en fonction de l'énergie d'électron dans le néon

La figure (II-9) représente la fréquence totale de collision en fonction de l'énergie électronique dans le néon. On remarque que la fréquence totale de collision croît avec l'accroissement de l'énergie électronique.

La figure (II-10) représente le coefficient d'ionisation de Townsend en fonction de l'énergie électronique dans le néon. On observe une certaine variation de ce coefficient dans la gamme de l'énergie de 10 à 60 eV.

La figure (II-11) représente la longueur de relaxation énergétique en fonction de l'énergie dans le néon. On remarque que la longueur de relaxation énergétique pour la gamme de pression de 0.1-0.2 Torr est supérieure à 1 cm. Ce qui implique que le modèle fluide est ni pas valable pour la description de la décharge dans ce cas-là. Tan disque la longueur de relaxation énergétique est strictement inférieure à 1 cm pour la pression de 4 Torr. Par conséquence, nos travail est illustre à la pression de 4 Torr.

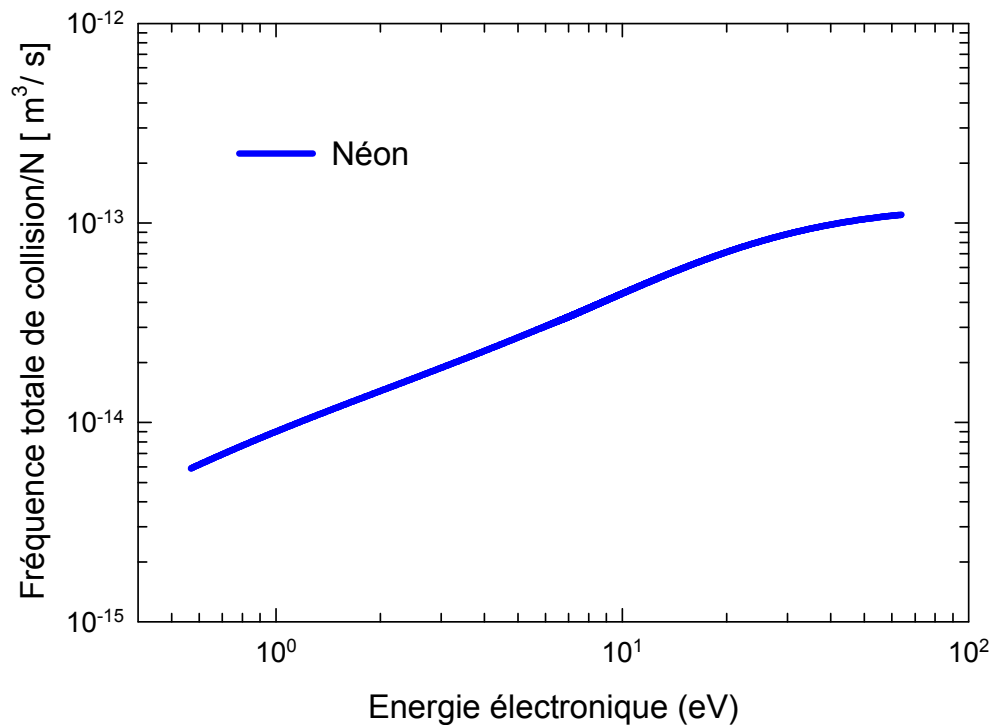


Figure (II-9) : *Fréquence totale de collision en fonction de l'énergie d'électron dans le néon*

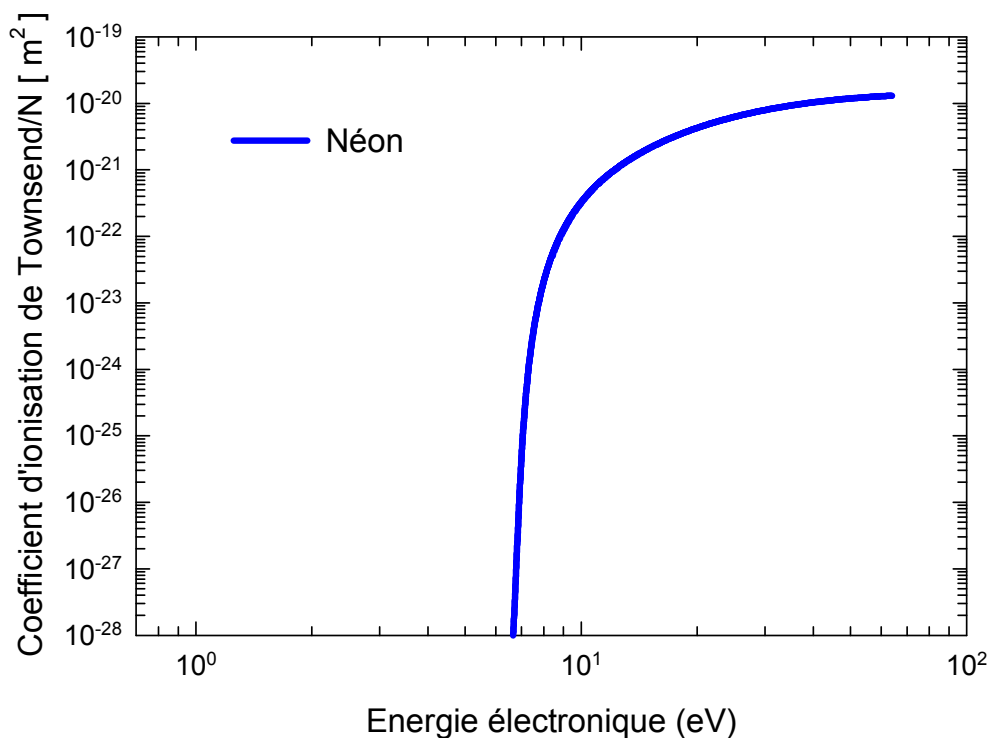


Figure (II-10) : Coefficient d'ionisation de Townsend en fonction de l'énergie d'électron dans le néon

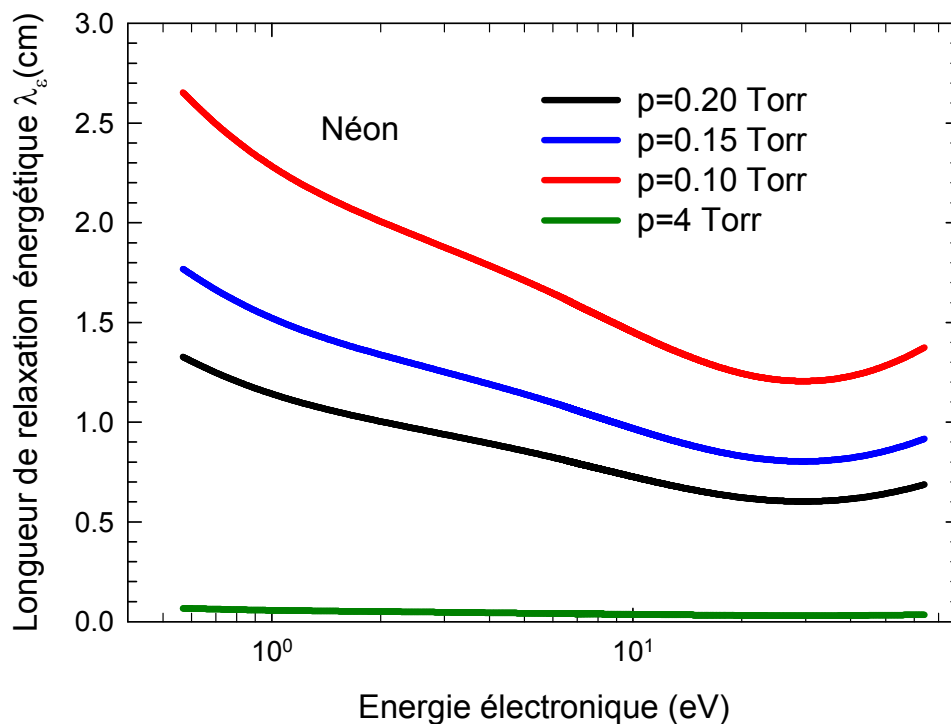


Figure (II-11) : Longueur de relaxation énergétique calculée à l'aide de l'équation Eq.II-2. en fonction de l'énergie d'électron dans le néon

II-4 EFFET DE LA PRESSION SUR LES PARAMETRES DE TRANSPORT

Dans ce paragraphe, nous allons effectuer une étude paramétrique en variant la pression du gaz. La température est de 300 K. La gamme de l'énergie est de 1 à 40 eV.

La figure (II-12) illustre l'effet de la pression sur la mobilité électronique en fonction de l'énergie d'électron dans le néon. On constate la diminution de la mobilité électronique avec l'augmentation de la pression. Ceci est expliqué, que l'augmentation de la pression est accompagnée par l'augmentation de la densité du gaz, cette dernière va automatiquement diminuer la mobilité électronique pour toute la gamme de l'énergie d'électron.

La figure (II-13) représente l'effet de la pression sur le comportement du coefficient de diffusion électronique en fonction de l'énergie d'électron dans le néon. On constate la même remarque que la mobilité électronique, ça c'est évident de la loi parfait des gaz.

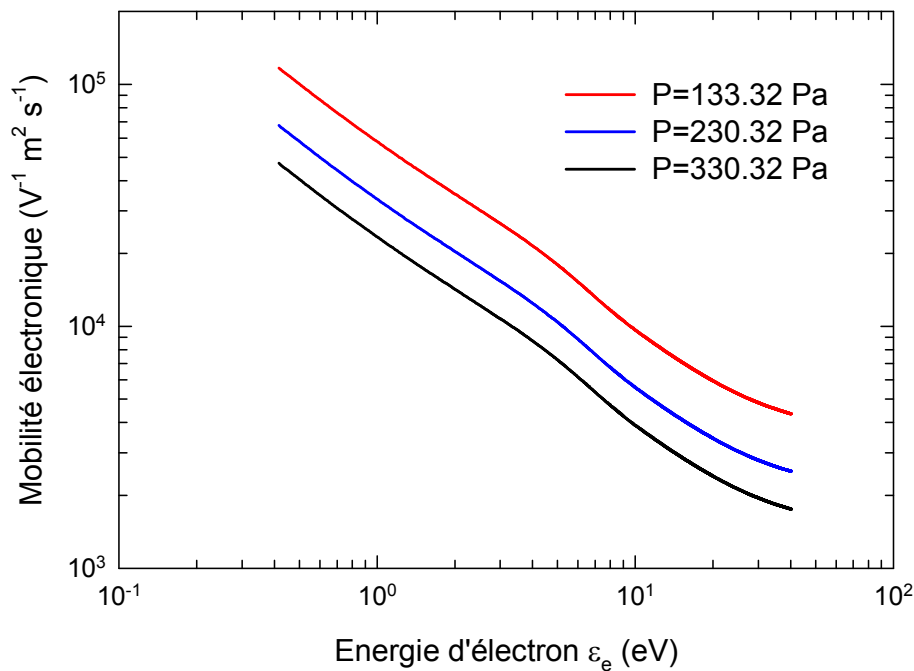


Figure (II-12) : *Effet de la pression sur la mobilité électronique dans le néon*

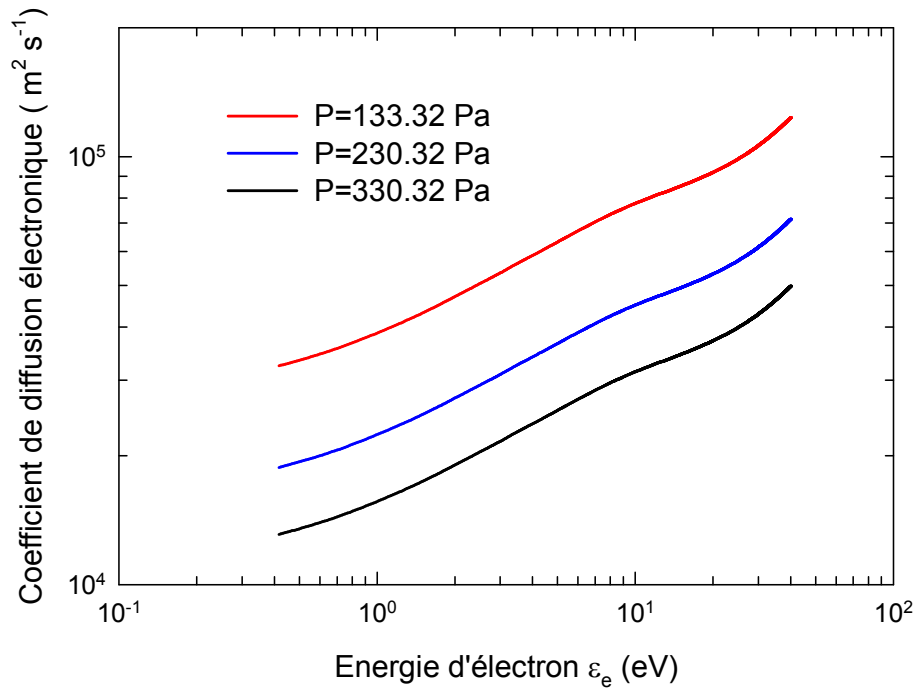


Figure (II-13) : *Effet de la pression sur le coefficient de diffusion électronique dans le néon*

II-5 DONNEES DE BASE IONIQUE DANS LE NÉON

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les paramètres de transport des ions positifs en fonction du champ électrique réduit. Le choix du gaz est le néon. La température du gaz est de 300 K.

L'expression de la vitesse des ions positifs Ne^+ dans le néon est donnée par Frost [17].

$$W_{\text{Ne}^+}^{\text{Ne}} = \frac{11.27E / n_0}{(1 + 0.01288E / n_0)^{0.5}} \quad (\text{Eq.II-3})$$

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

La figure (II-14) représente la vitesse de dérive des ions positifs du néon dans le néon en fonction du champ électrique réduit (E/n_0). On remarque que la vitesse de dérive calculer par Frost [17] et par Himoudi [18] sont en bon accord avec ceux mesurées par Ellis et al [19] dans la 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 on utilisant la relation d'Einstein.

La figure (II-15) représente le coefficient de diffusion ionique dans le néon en fonction du champ électrique réduit.

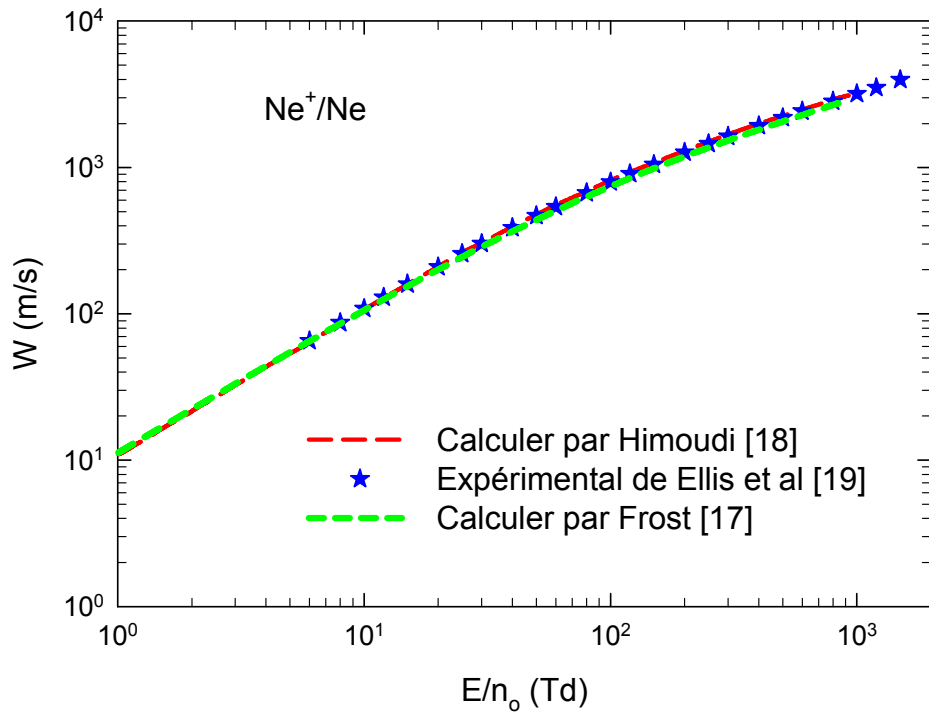


Figure (II-14) : *Vitesse de dérive des ions Ne^+ dans Ne en fonction du champ électrique réduit.*

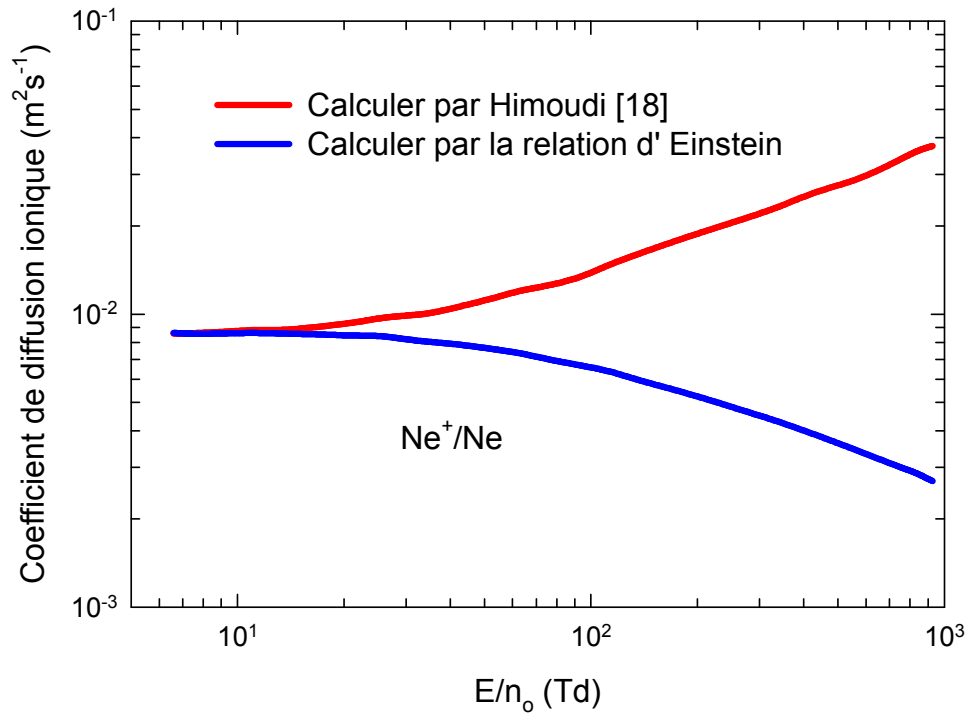


Figure (II-15) : *Coefficient de diffusion des ions Ne^+ dans Ne en fonction du champ électrique réduit.*

Un est calculé par Himoudi et l'autre est en déduire à partir de la relation d'Einstein. Dans la gamme du champ électrique réduit de 15 à 10^3 Td, On remarque qu'ils sont divergents. On note que cette divergence est petite dans l'ordre de grandeur.

II-6 PARAMETRES DE TOWNSEND

Dans cette section, nous allons calculer les paramètres de Townsend. Ils s'agissent du premier coefficient de Townsend (coefficient d'ionisation) et le deuxième coefficient de Townsend (coefficient d'émission secondaire). Nous allons faire un vol bibliographique sur ses coefficients que ce soit expérimental ou analytique, notamment dans les gaz rares (Hélium, Néon, Argon, Krypton et Xénon).

II-6-1 Calcul du premier coefficient de Townsend

Le premier coefficient de Townsend ou le coefficient d'ionisation, note α est l'inverse de libre parcours moyen (c'est la distance que l'électron doit traverser pour être impliqué dans une seconde ionisation), α représente le nombre de paires électron-ion produits par unité de longueur de dérive. En général ils ne dépendent également que du champ électrique à ce point et peuvent être déduits par des mesures expérimentales de Huxley et Crompton [20] ou par des calculs numériques de Ségur et al. [21] effectués en champ électrique uniforme et en régime d'équilibre. Une approximation du premier coefficient de Townsend en fonction du champ réduit E/P est donnée par l'expression (Eq.II-4) [22-23].

$$\alpha = pA \exp\left(-\frac{B}{(E/p)^{0.5}}\right) \quad (\text{Eq.II-4})$$

Les constantes positives A et B [24] sont représentées dans le tableau II-2

Gaz	A ($\text{cm}^{-1} \text{Torr}^{-1}$)	B ($\text{V cm}^{-0.5} \text{Torr}^{-0.5}$)
He	4.4	14
Ne	8.2	17
Ar	29.22	26.64
Kr	35.69	28.21
Xe	65.3	36.08

Tableau (II-2): Constantes A et B pour les gaz rares utilisant dans l'expression du coefficient d'ionisation de Townsend.

La figure (II-16) représente le coefficient d'ionisation de Townsend en fonction du champ électrique réduit dans les gaz rares. Dans la gamme du champ réduit de 200 à 10^3 ($\text{V cm}^{-1} \text{Torr}^{-1}$), on remarque que le coefficient d'ionisation dans le xénon est important par rapport au krypton, l'argon, le néon et l'hélium. Dans la gamme du champ réduit de 10 à 30 ($\text{V cm}^{-1} \text{Torr}^{-1}$), on remarque que le coefficient d'ionisation dans l'hélium est important par rapport au néon, l'argon, le krypton et le xénon.

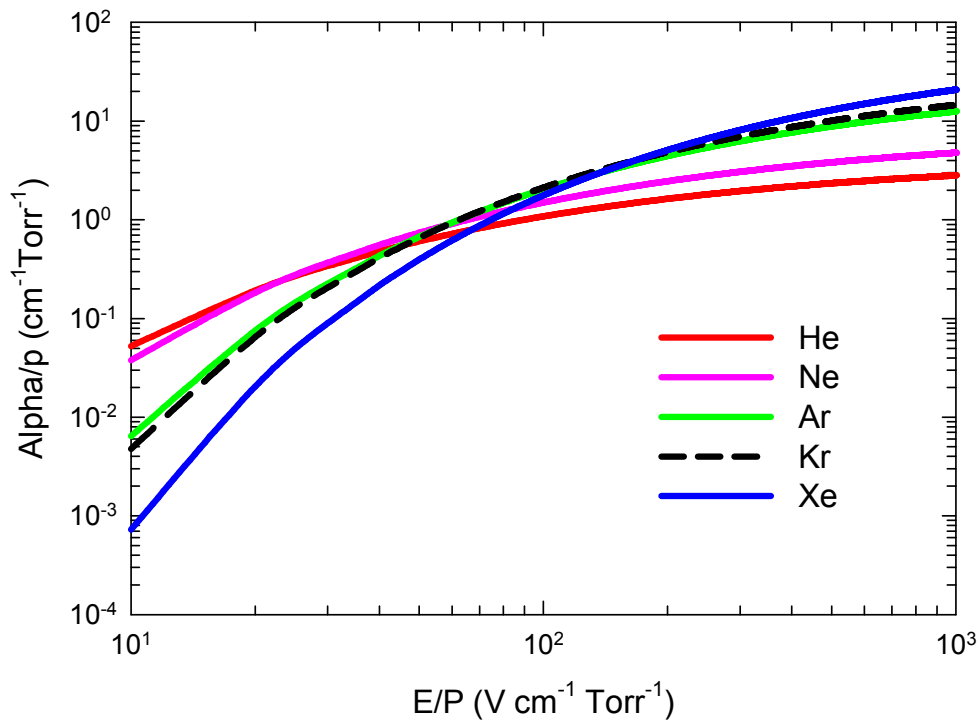


Figure (II-16) : (a) Coefficient d'ionisation de Townsend en fonction du champ réduit dans les gaz rares calculé par l'équation (Eq.II-1).

On peut expliquer ce phénomène-là par le fait de l'augmentation du champ réduit fait déplacer les particules du gaz et à cause de leur inertie fait gagner une énergie cinétique importante qui sert à son tour d'augmenter le processus d'ionisation.

II-7 CALCUL DE COEFFICIENT D'EMISSION SECONDAIRE

II-7-1 Quelques notions de base - position de ce travail

Il existe une certaine probabilité qu'un électron secondaire soit émis lorsqu'une particule entre en collision avec la surface délimitant le plasma. Ce mécanisme est

caractérisé par un coefficient d'émission secondaire (nombre d'électrons émis par particule incidente) et 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 secondaires. Le coefficient d'émission secondaire varie en fonction du type de particule, de son énergie et de la nature du matériau (composition, structure) de la paroi.

Pour caractériser cette émission d'électrons secondaires, on définit le coefficient d'émission secondaire ou second coefficient de Townsend, noté γ , comme étant le nombre d'électrons éjectés par particules incidentes.

On note qu'il est bien connu dans la littérature que l'émission secondaire d'électron à la cathode est principalement due au bombardement par des ions et que la contribution d'autres particules est négligeable.

Nous pouvons citer Auday [25] qui a déterminé γ_{Xe} et γ_{Ne} sur le MgO à partir des grandeurs électriques de la décharge. La conclusion de ces travaux est que γ_{Xe} et γ_{Ne} dépendent du champ électrique réduit E/p .

Pour des valeurs de champ comprises entre quelques dizaines et quelques centaines de V/cm/torr, il a déterminé les valeurs suivantes pour les coefficients : $\gamma_{Xe} \sim 10^{-4} - 2 \times 10^{-3}$ et $\gamma_{Ne} \sim 0.1 - 0.4$.

Dans le travail de la référence [26] l'auteur a déterminé expérimentalement, les coefficients d'émission secondaire en utilisant un système γ -FIB (focused-ion-beam ou faisceau d'ion focaliser).

Le principe est de frapper la surface de MgO par un faisceau d'ions et de récolter le courant d'électrons secondaires induits. Ils ont ainsi fait des mesures pour plusieurs configurations cristallines du MgO et ont montré que le coefficient d'émission secondaire dépend de la structure cristalline. Pour résumer, les valeurs obtenues sont pour le xénon $\gamma_{Xe}=0.01-0.04$ et pour le néon $\gamma_{Ne}=0.08-0.16$.

Nous citons aussi Motoyama [27], qui a calculé les coefficients d'émission secondaire à partir du modèle théorique développé par Hagstrum [28]: ce dernier est basé sur les phénomènes d'émission secondaire dus à la neutralisation Auger (γ^N) et sur ceux dus à la neutralisation résonante avec désexcitation Auger (γ^D). Les valeurs données pour les coefficients sont $\gamma_{Xe}^N = 0$ et $\gamma_{Xe}^D = 0.07$ $\gamma_{Ne}^N = 0.279$ et $\gamma_{Ne}^D = 0.382$.

Il existe d'autres auteurs qui donnent des valeurs différentes pour les coefficients d'émission secondaire, nous pouvons cité le Ref. [29].

Actuellement, il n'est pas possible de connaître les valeurs des coefficients d'émission secondaire avec précision. Dans ce travail, nous avons choisi d'utiliser deux méthodes différentes, la première concernant le calcul de γ par une expression empirique, et la deuxième méthode, nous utilisons la condition d'auto-entretien.

Pour un gaz pur, la condition d'auto-entretien, s'écrit de la façon suivante :

$$M = \exp(\alpha d) = 1 + \frac{1}{\gamma} \quad (\text{Eq.II-5})$$

II-7-2 Calcul de γ par expressions empiriques

L'émission secondaire d'électron à la cathode dépend de l'énergie de l'ion incident et de la qualité de la surface extérieure de la cathode. En particulier, elle est importante pour des faibles valeurs du travail de sortie ϕ_m du matériau de l'électrode.

Plusieurs expressions empiriques du coefficient d'émission par bombardement ionique de la cathode γ , sont données dans la littérature :

$$\gamma = 0.016(\varepsilon_i - 2\phi_m) \quad (\text{Eq.II-6})$$

Avec ε_i est le potentiel d'ionisation de la particule incidente (ion), ϕ_m c'est le travail de sortie du solide [30].

$$\gamma = \frac{0.2}{\varepsilon_F} (0.8\varepsilon_i - 2\phi_m) \quad (\text{Eq.II-7})$$

Avec ε_F l'énergie du niveau de Fermi.

$$\gamma = 0.032(0.78\varepsilon_i - 2\phi_m) \quad (\text{Eq.II-8})$$

Gaz	Potentiel d'ionisation (eV)
<i>He</i>	24.6, ou 24.58
<i>Ar</i>	15.8, ou 15.76
<i>Ne</i>	21.56
<i>Kr</i>	14
<i>Xe</i>	12.13 ou 12.12
<i>H</i>	13.5
<i>N</i>	14.5
<i>H2</i>	15.5
<i>N2</i>	15.4

Tableau (II-3) : Potentiel d'ionisation de quelques gaz.

<i>Elément</i>	<i>Travail de sortie (eV)</i>
<i>Pt</i>	5.3
<i>Au</i>	5.1
<i>Co</i>	5.0
<i>Ni</i>	4.9
<i>Si</i>	4.85
<i>C</i>	4.8
<i>Cu</i>	4.65
<i>Mo</i>	4.6
<i>Cr</i>	4.5
<i>Fe</i>	4.5
<i>Sn</i>	4.42
<i>Ti</i>	4.33
<i>Zn</i>	4.33
<i>Al(111)</i>	4.26
<i>Al (110)</i>	4.06
<i>Ag(111)</i>	4.74
<i>Ag(110)</i>	4.52
<i>Pb</i>	4.25
<i>Zr</i>	4.05
<i>Mn</i>	3.8
<i>Mg</i>	3.66
<i>MgO</i>	5.715

Tableau (II-4) : Exemples de valeurs du travail de sortie pour différents éléments de matériau de la cathode [31-32].

Avec ε_i l'énergie potentielle de la particule incidente, ϕ_m le travail de sortie du solide.

Ces expressions sont en accord avec des résultats expérimentaux, mais ne fournissent qu'une estimation du coefficient γ .

II-7-3 Calcul de γ à partir de la condition d'auto-entretien

Nous pouvons calculer le coefficient d'émission secondaire par la résolution de la condition d'auto-entretien décrit dans l'équation (Eq.II-5), en fonction du champ électrique réduit. Plusieurs auteurs, ayant utilisé cette méthode pour déterminer γ , par Lisovskiyy [33], et aussi Capdeville [34].

D'après l'équation (Eq.II-5), on peut trouver l'équation qui déduit le coefficient d'émission secondaire à champ réduit.

$$\gamma = \frac{1}{\exp(\alpha d) - 1} \quad (\text{Eq.II-9})$$

La figure II-17, reprend les différentes étapes qui mènent à la détermination du second coefficient de Townsend γ .

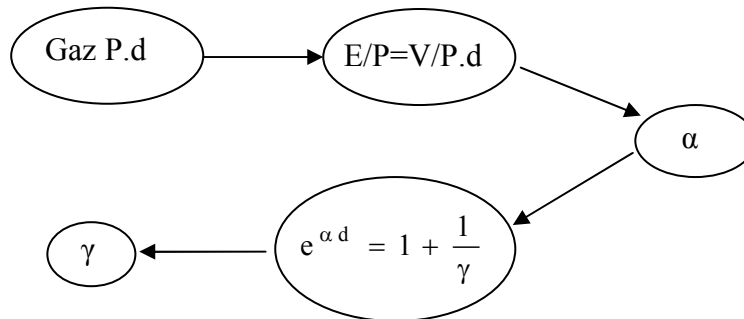


Figure (II-17) : *Etapes de la détermination du second coefficient d'émission secondaire.*

II-7-4 Calcul de γ en fonction du matériau

Le travail de sortie ϕ_m du solide est une mesure de l'énergie minimale exigée pour extraire un électron à partir de la surface de ce solide. ϕ_m Dépend de la propreté de la surface.

Comme première méthode nous avons calculé notre coefficient secondaire, en utilisant l'expression (Eq.II-8) ainsi que les tableaux (II-3) et (II-4). Les résultats trouvés sont résumés dans le tableau (II-5).

II-7-5 Calcul de γ en fonction du champ électrique réduit

Notre seconde méthode pour calculer ce deuxième coefficient de Townsend est la résolution de la condition d'auto-entretien décrite précédemment dans l'équation (Eq. II-9).

Ceci a été fait pour tout les gaz rares ; hélium, néon, l'argon et le krypton ainsi que le xénon. Nous avons représenté ces gaz rares sur la figure (II-18), cette dernière schématise γ en fonction du champ E/p .

La variation de γ en fonction de E/p suit la même allure pour tous les gaz étudiés.

Nous remarquons que le coefficient décroît avec la croissance du champ réduit. Le coefficient d'émission secondaire est plus élevé pour les gaz légers tels que le néon et l'hélium, le xénon de plus bas potentiel d'ionisation est le moins efficace pour l'émission secondaire.

Les coefficients d'émission secondaire pour ces gaz se classent dans l'ordre croissant du potentiel d'ionisation. Les valeurs des coefficients pour les gaz lourds sont très faibles surtout pour le xénon pour lequel γ se situe vers 2.37×10^{-4} , pour un champ réduit égal à $10^3 \text{ V.cm}^{-1}.\text{torr}^{-1}$, ceci est une des raisons pour laquelle le néon est ajouté au xénon pour augmenter l'émission secondaire.

Gaz	Matériaux	Coefficient d'émission secondaire
<i>He</i>	<i>Ag</i>	<i>0.31</i>
	<i>Mg</i>	<i>0.38</i>
	<i>Al</i>	<i>0.34</i>
	<i>MgO</i>	<i>0.24</i>
	<i>Cu</i>	<i>0.32</i>
<i>Ar</i>	<i>Ag</i>	<i>0.09</i>
	<i>Mg</i>	<i>0.16</i>
	<i>Al</i>	<i>0.12</i>
	<i>MgO</i>	<i>0.03</i>
<i>Ne</i>	<i>Cu</i>	<i>0.24</i>
	<i>MgO</i>	<i>0.17</i>
<i>Kr</i>	<i>Cu</i>	<i>0,051</i>
	<i>MgO</i>	<i>0.016</i>
<i>Xe</i>	<i>Cu</i>	<i>0.005</i>
	<i>MgO</i>	<i>0.06</i>
<i>H2</i>	<i>Mg</i>	<i>0.143</i>
	<i>MgO</i>	<i>0.021</i>
	<i>Al</i>	<i>0.114</i>
<i>N2</i>	<i>Mg</i>	<i>0.15</i>
	<i>MgO</i>	<i>0.018</i>
	<i>Al</i>	<i>0.111</i>

Tableau (II-5) : *Le coefficient d'émission secondaire γ de plusieurs gaz et dans différents matériaux d'électrode.*

II-8 PROCESSUS FONDEMENTAUX DES DECHARGES ELECTRIQUES

A leur état normal de température et de pression, les gaz sont des isolants parfaits [35]. Cependant, s'il on applique un champ électrique suffisamment intense entre deux électrodes mises dans un milieu gazeux, celui-ci devient plus ou moins conducteur et un claquage électrique se produit [36].

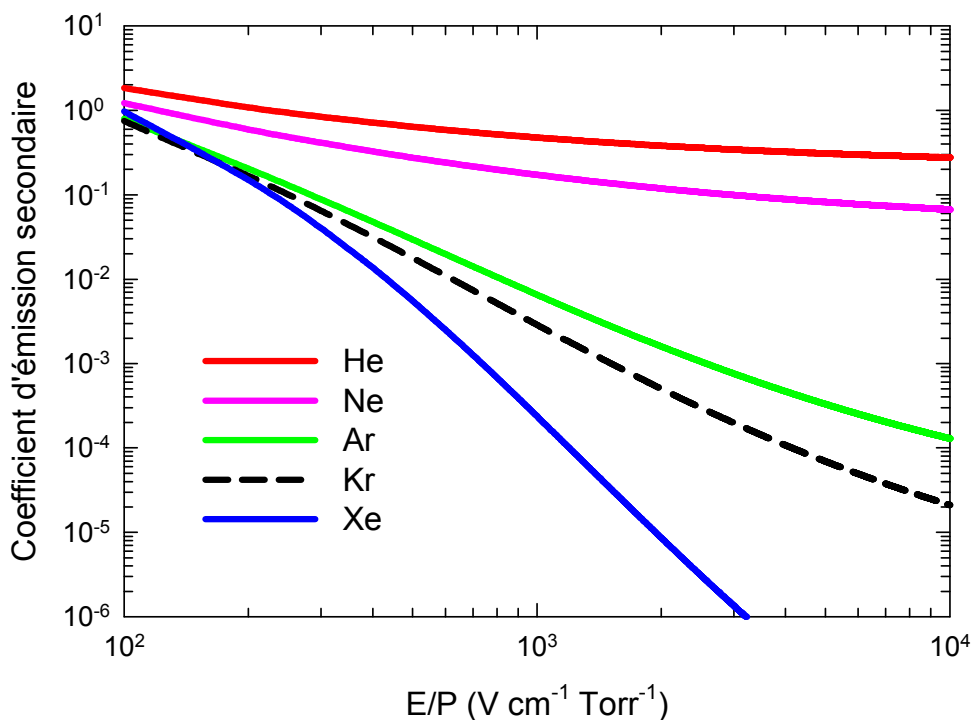


Figure (II-18) : Coefficient d'émission secondaire en fonction du champ réduit pour tous les gaz rares usuels.

Les phénomènes complexes qui se produisent alors portent le nom de décharge électrique dans les gaz. Le but de ce chapitre est de présenter les processus fondamentaux des décharges électriques dans les gaz, l'influence de quelques paramètres physiques et électriques sur l'amorçage de la décharge électrique et sur le claquage électrique et aussi la présentation de quelques modèles décrivant ces phénomènes.

II-9 PARAMETRES ELECTRIQUES ET PHYSIQUES

Pour l'étude des décharges électriques il faut prendre en considération certains paramètres et leur influence sur le développement de la décharge électrique.

II-9-1 Champ électrique

Le champ électrique est le paramètre le plus important, parce qu'il est responsable de la production des décharges électriques (création des particules chargées). La connaissance des valeurs du champ électrique dans chaque point du domaine d'étude nous permet d'avoir des informations sur les phénomènes qui se manifestent dans les décharges électriques.

Le champ électrique est gouverné par l'équation de poisson comme suit :

$$\text{div}E = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{Eq.II-10})$$

E est le champ électrique, ρ étant la densité des charges électriques et ϵ_0 la permittivité de l'espace libre.

D'où :

$$E = -\nabla U \quad (\text{Eq.II-11})$$

II-9-2 Fonction de distribution des particules

Si on considère un gaz de N particules alors la fonction de distribution f de ces particules peut être définie comme étant le nombre de particules qui, à l'instant t , se trouvent dans les positions r et $r+dr$ dont la vitesse est comprise entre v et $v+dv$.

Donc :

f est une fonction du temps, de la position et de la vitesse $f \equiv f(v, r, t)$

Pour les molécules polyatomiques, il y a d'autres coordonnées qui doivent être prises en compte tels que : les liaisons entre les atomes constituant les molécules et les angles entre ces liaisons. En physique statistique il y en a trois fonctions de distribution qui sont [37-38] : Fermi Dirac, Bose Einstein et celle de Maxwell Boltzmann.

Si le gaz est en équilibre thermodynamique et l'énergie d'interaction entre ses particules est négligeable devant leur énergie cinétique, la fonction de distribution qu'on utilise est généralement la fonction de Maxwell Boltzmann définie par :

$$f_M = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{-mv^2}{2kT} \right) \quad (\text{Eq.II-12})$$

m , k et T étant, respectivement, la masse, la constante de Boltzmann et la température.

Les coefficients macroscopiques, que nous allons voir ultérieurement, tels que le premier coefficient de Townsend, le coefficient d'attachement sont obtenus grâce à la fonction de distribution des particules suivant les relations :

$$\frac{\alpha}{N} = \frac{1}{v} \frac{2e}{m} E \int \frac{1}{2} mv^2 \sigma_i(v) f(v) dv \quad (\text{Eq.II-13})$$

$$\frac{\eta}{N} = \frac{1}{v} \frac{2e}{m} E \int \frac{1}{2} mv^2 \sigma_{at}(v) f(v) dv \quad (\text{Eq.II-14})$$

α est le coefficient d'ionisation, η le coefficient d'attachement, $\frac{e}{m}$ le rapport de la charge de l'électron et sa masse, v la vitesse de dérive, E le champ électrique, $\sigma_i(v)$ et

$\sigma_{at}(v)$ les sections efficaces d'ionisation et d'attachement, $f(v)$ la fonction de distribution des électrons et v la vitesse.

Aussi, en connaissant la fonction de distribution des vitesses des particules on peut déduire n'importe quelle valeur moyenne : la densité, la vitesse moyenne, les quantités de mouvement et l'énergie moyenne des particules constituant le gaz.

II-9-3 Physique des collisions atomiques dans une décharge électrique

Les phénomènes de collisions atomiques prennent une place importante en physique atomique et moléculaire, Ils jouent un rôle dans la physique des décharges électriques, physique des plasmas....Ces collisions se passent, soit entre les particules élémentaires et les systèmes atomiques, soit entre les systèmes atomiques eux-mêmes.

Si on considère un faisceau de particules A qui se dirigent vers une particule cible B ; trois processus peuvent être distingués:

- Les deux particules A et B sont diffusées sans aucun changement dans leur structure interne suivant $A+B \rightarrow A+B$: C'est ce qu'on appelle collision élastique
- Les deux particules A et (ou) B subissent un changement de leur état quantique interne par exemple $A+B \rightarrow A+B^*$
 B^* indique l'état excité de la particule B, de tels processus sont appelés collisions inélastiques
- Le système composé $(A+B)$: se divise en deux particules C et D différentes de A et B suivant l'équation $A+B \rightarrow C+D$, Ou il en résulte plus de deux particules comme suit $A+B \rightarrow C_1+C_2+C_3$; Ce processus de collision est appelé réaction.

Les valeurs propres de l'équation de Schrödinger pour un tel atome donnent son spectre (ses niveaux d'énergie E_n) qui nous permet de calculer les fréquences des photons résultants des transitions entre ces niveaux et les énergies d'ionisation.

- On dit qu'un atome est excité, quand un électron de sa couche externe reçoit une énergie suffisante pour passer d'un niveau énergétique à un autre supérieur. Ce phénomène est conditionné par les règles de sélection.
- On dit qu'un atome est ionisé lorsqu'un électron de sa couche externe subit une énergie suffisante pour l'extraire de cet atome.

Les paramètres qui caractérisent la dynamique des collisions sont : la section efficace de collision, la probabilité de collision, le libre parcours moyen et l'énergie de collision.

II-9-4 Probabilité de collision

La probabilité (P) de collision est définie comme étant le nombre moyen de collisions effectuées par une particule par unité de longueur. Elle est reliée à la section efficace par la relation suivante :

$$P = \frac{dn}{dx} = n\sigma \quad (\text{Eq.II-15})$$

n est nombre de particules existantes dans le gaz et σ est la section efficace.

II-10 PROCESSUS DE PRODUCTION DES ESPECES CHARGEES

Une décharge électrique est basée essentiellement sur les processus de collision qui sont responsables de la production des espèces chargées (électrons, ions) ou des pertes (attachement, recombinaison ; que ce soit dans le volume (gaz) ou à la surface des électrodes.

Elle dépend de nombreux paramètres tels que :

- Le type du gaz : nature, concentration, pression.
- La géométrie : forme des électrodes (plan-plan, cylindres coaxiaux, cylindres parallèles à diamètres égaux, cylindre -plan sphère -plan...), distance inter- électrodes.
- L'alimentation électrique : tension continue, alternative (fréquence, forme du signal, temps d'application, ...).

Les processus de production des espèces chargées sont classés en : processus primaires et secondaires qui sont détaillés ci après.

II-10-1 Processus primaires

Ces processus se produisent dans le volume du gaz. Où on distingue les trois phénomènes: l'ionisation, la recombinaison et l'attachement.

II-10-2 Ionisation

Les électrons sont accélérés par le champ électrique appliqué, ils gagnent de l'énergie résultante de la force électrique ou des chocs élastiques.

Ils rencontrent, dans leur chemin dans le volume, des atomes et des molécules qui rentrent avec eux en collision.

A une énergie suffisamment haute, il en résulte des ions et des électrons secondaires: ceci est appelé ionisation par chocs des électrons. En plus, les ions rentrent avec les particules du volume en collision où il peut y avoir une capture de l'électron de valence de ces ions par les particules qui s'ionisent: ionisation par ions.

Après une durée de vie τ , les particules excitées reviennent à leurs états fondamentaux en émettant des photons, chaque photon a une énergie $h\nu$. Les électrons des couches externes des particules rencontrés par ces photons les absorbent et sortent c'est la photo ionisation.

Si le photon- qui entre en collision avec l'atome- a une énergie supérieure au potentiel d'ionisation de cet atome, il provoquera ainsi l'ionisation de celui-ci. L'ionisation sera d'autant plus facile que si l'atome est déjà excité.

Si le gaz est chauffé à une température suffisamment haute, un bon nombre d'atomes (atomes ou molécules) acquièrent une vitesse suffisamment grande pour produire de l'ionisation par collisions avec d'autres atomes : C'est l'ionisation thermique.

La formule de Saha Boltzmann indique comment se répartissent les atomes et les ions d'un élément donné entre les différents états d'ionisation successifs. Les électrons qui possèdent une énergie suffisante peuvent extraire d'autres électrons des ions par le processus de collision électron- ion.

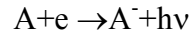
Lorsque la concentration des ions dans le gaz est non uniforme ; alors ces ions se déplacent des régions à haute concentration vers des régions de faible concentration. Le processus par lequel l'équilibre est réalisé est appelé la diffusion. Ce processus provoque :

- L'effet dés ionisant dans la zone où la concentration est élevée,
- l'ionisation dans la zone où la concentration est basse.

II-10-3 Attachement

Les types de collisions où les électrons deviennent attachés aux atomes ou aux molécules sont appelés l'attachement d'électron. L'attachement d'électron est un processus important qui dépend de l'énergie et de la nature du gaz. Les gaz atomiques ou moléculaires, ayant cette tendance sont ceux qui possèdent un ou deux électrons dans leur couche externe et ils sont appelés gaz électronégatifs.

Le processus d'attachement est suivi de l'émission de photon et de libération d'une énergie cinétique E_c et d'une énergie d'affinité E_a



II-10-4 Recombinaison

La recombinaison des charges (positives et négatives) apparaît sous de différentes formes dont les principales sont les recombinaisons radiatives qui produisent de la lumière et la recombinaison par collision de deux corps.

II-10-5 Processus secondaires

Par impact d'ions positif ayant des énergies supérieures ou égales à l'énergie de travail de la cathode, les ions positifs arrachent des électrons secondaires. Le nombre d'électrons résultants par ion incident dépend des conditions de la surface. L'ion a besoin de deux électrons, l'un pour sa neutralisation et l'autre pour s'arracher et aller dans le volume.

Les particules excitées perdent une fraction de leur énergie par collision dans le volume ou dans l'anode et il en résulte des particules à l'état métastable. Ces dernières peuvent éjecter des électrons secondaires par impacts sur la surface de la cathode mais cette éjection est faible devant celle des ions. L'énergie des photons arrivant à la cathode est utilisée pour extraire des électrons de sa surface et s'il y a un excès d'énergie, celle-ci se transforme en une énergie cinétique de ces électrons.

Le nombre de photons dans l'intra-électrodes est exprimé par :

$$n = n_0 \exp(-\mu x) \quad (\text{Eq.II-16})$$

μ étant le coefficient d'absorption, n représente le nombre de photons et n_0 le nombre initial.

II-11 CONDITIONS INITIALES ET AUX LIMITES

- La distribution initiale de l'énergie d'électron est prise constante.
 $\varepsilon_e(t, x) = 1 \text{ eV}$ et $t = 0$
- La distribution initiale des densités électronique et ionique est prise constante elle est égale à 1 cm^{-3} .

Le choix de la distribution initiale des densités et de la température des électrons n'a aucune influence sur l'état stationnaire, elle a été également utilisée comme condition

initiale pour accélérer la convergence vers l'état stationnaire. Nous avons respecté Les conditions aux limites ci-dessous dans notre code 1D.

Le flux électronique est proportionnel au flux ionique à travers le coefficient d'émission secondaire. $\phi_e(t, x) = -\gamma\phi_+(t, x)$

Avec γ est le coefficient d'émission secondaire.

Pour le flux d'électrons sur les parois :

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

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

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

Pour le flux d'ions sur les parois :

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

☒ Au niveau de l'électrode alimenté ($x = 0$)

- Le potentiel électrique est égale $V(t, x) = V_{rf} \sin(2\pi ft)$

☒ An niveau de l'électrode à la masse ($x=d$)

- Le potentiel électrique est nul, $V(t, x) = 0$

La distance inter-électrodes, la pression, le potentiel, la température du gaz, les densités initiales et la l'énergie d'électron initiale 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 du processus d'ionisation. Après la résolution des équations macroscopiques et l'équation de l'énergie, on obtient la charge d'espace qui permet de calculer le nouveau champ électrique qui règne dans l'espace inter-électrodes.

On peut alors recalculer les paramètres nécessaires de transport des particules correspondant à l'énergie d'électron, puis résoudre les équations macroscopiques, calculer

la charge d'espace, etc. Cette boucle est effectuée 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 d'électron est répercutée sur le calcul des coefficients de transport et plus particulièrement sur la fréquence d'ionisation. 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.

On peut considérer globalement que la densité électronique n_e est proportionnelle au champ électrique la loi: $n_e \propto N \exp(f(E))$. En raison de cette dépendance doublement exponentielle par rapport au champ électrique, il est aisé d'imaginer les conséquences sur la densité n_e d'un calcul erroné du champ électrique.

II-12 CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons présenté les paramètres de transport et les coefficients du processus des gaz. A savoir, la mobilité et le coefficient de diffusion électronique, les coefficients du processus d'ionisation, d'excitation, désexcitation et le coefficient de la collision élastique perdue par électron ainsi que le coefficient de Townsend et la fréquence totale de collision. Nous avons vu le logiciel BOLSIG+ qui détermine ces paramètres. Ensuite, nous avons étudié l'effet de la pression sur le comportement de la mobilité et le coefficient de diffusion électronique.

La deuxième partie de ce chapitre a été consacré à une recherche bibliographique sur les paramètres de Townsend notamment le deuxième coefficient de Townsend. Nous avons déterminé le coefficient d'ionisation en fonction du champ réduit dans les gaz rares. Comme nous avons montré que le coefficient d'ionisation est important dans la gamme du champ élevé pour les gaz les plus lourds. Ensuite, nous avons calculé à partir des expressions empiriques citées dans les littératures la valeur du coefficient d'émission secondaire. Comme nous avons aussi déterminé γ à partir de la condition d'auto-entretien de la décharge pour les gaz rares.

CHAPITRE III

CARACTERISTIQUES ELECTRIQUE ET THERMIQUE DE LA DECHARGE RADIOFREQUENCE DANS LE NEON

III-1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons étudier les caractéristique électrique et thermique de la décharge radiofréquence dans le néon avec les données de base du logiciel BOLSIG+. Pour mieux faire nous allons tout d'abord rappeler, les équations mathématiques qui décrivant le comportement physique de la décharge. Ce modèle est basé sur les trois moment de l'équation de Boltzmann (l'équation de continuité, l'équation de transfert de la quantité de mouvement et l'équation de l'énergie) qui sont couplés d'une façon auto-cohérente avec l'équation de Poisson. Les paramètres de transport sont en fonction de l'énergie électronique.

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

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

III-2 MODELE MATHEMATIQUE D'UNE DECHARGE RADIOFREQUENCE

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

/

Figure III-1 : Domaine d'étude D

Par conséquence, le modèle fluide en 1D pour le néon est de la forme suivante :

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

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

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

$$S_e = S_+ = n_e n_o K_o^{io} \quad (\text{Eq.III-4})$$

$$S_{ee} = -e_o \Gamma_e E - n_e P^{ec} - \varepsilon^m n_e n_o K_o^m - \varepsilon^{io} n_e n_o K_o^{io} , \quad (\text{Eq.III-6})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\frac{e_o}{\varepsilon_o} (n_+ - n_e) , \quad (\text{Eq.III-7})$$

Les équations des moments de transfert des électrons, les ions et l'énergie électronique [39-40] sont données:

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

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

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

Dans ce qui suit, nous allons présenter les distributions spatiales d'une décharge radiofréquence. La tension à l'électrode alimentée est fixé à $V(t) = V_{\text{RF}} \sin(2\pi ft)$ ($x = 0$) et l'électrode de masse à 0 Volt ($x = 1$ cm). La température aux l'électrode sont fixés à 0.2 eV. Le coefficient d'émission secondaire est égal à 0.04. La pression du gaz est de 4 Torr. La fréquence d'excitation est de 13.56 MHz. La tension RF est de 150 Volt.

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

Dans cette section, nous allons montrer les caractéristiques électrique et thermique de la décharge radiofréquence dans le néon.

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

Les profils de la densité électronique et ionique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) sont représentées en fonction de la distance inter-électrodes sur les figures III-2 et III-3. Les profils sont représentés aux cycles moyens de la décharge.

Il apparaît que la densité électronique augmente au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'électrode alimentée ($x = 0$ cm), pour chuter ensuite au bord de l'électrode à la masse ($x = 1$ cm). Cette densité, surtout au voisinage des électrodes, oscille autour d'une valeur moyenne. Il en est de même pour la densité ionique, sauf que la concentration ionique est relativement indépendante de la phase du signal électrique appliqué.

Cependant, dans le volume plasma, où la quasi-neutralité est maintenue, la densité ionique est presque égale à la densité électronique et reste à peu près constante (environ $1.58 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$). En revanche, la densité d'électrons est nettement inférieure à la densité d'ions positifs dans les régions de gaines, où une zone de charge d'espace positive est formée. Ceci est clairement apparu sur les profils de la densité ionique.

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

Les profils du potentiel et du champ électriques à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) sont représentés en fonction de la distance inter-électrodes sur les figures III-4 et III-5. Les profils sont représentés aux cycles moyens de la décharge.

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

Le champ électrique est une conséquence directe du potentiel électrique. Il décroît à partir de l'électrode alimentée jusqu'à s'annuler au voisinage de la gaine, et reste quasiment nul au cœur de la décharge puis augmente une deuxième fois au niveau de l'électrode à la masse (voir figure III-5). Le fait que le champ électrique présente un gradient important près des électrodes est justifié par la nature des gaines qui sont des régions de charges d'espace.

On distingue deux parties pour chaque électrode. Une partie anodique, quand l'électrode est au potentiel positif, dans laquelle les ions sont repoussés et les électrons sont attirés. L'autre partie est cathodique lorsque l'électrode joue le rôle d'une cathode.

Dans cette partie les électrons sont repoussés alors que les ions sont attirés. Le champ électrique suit l'oscillation de l'excitation RF appliquée.

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

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

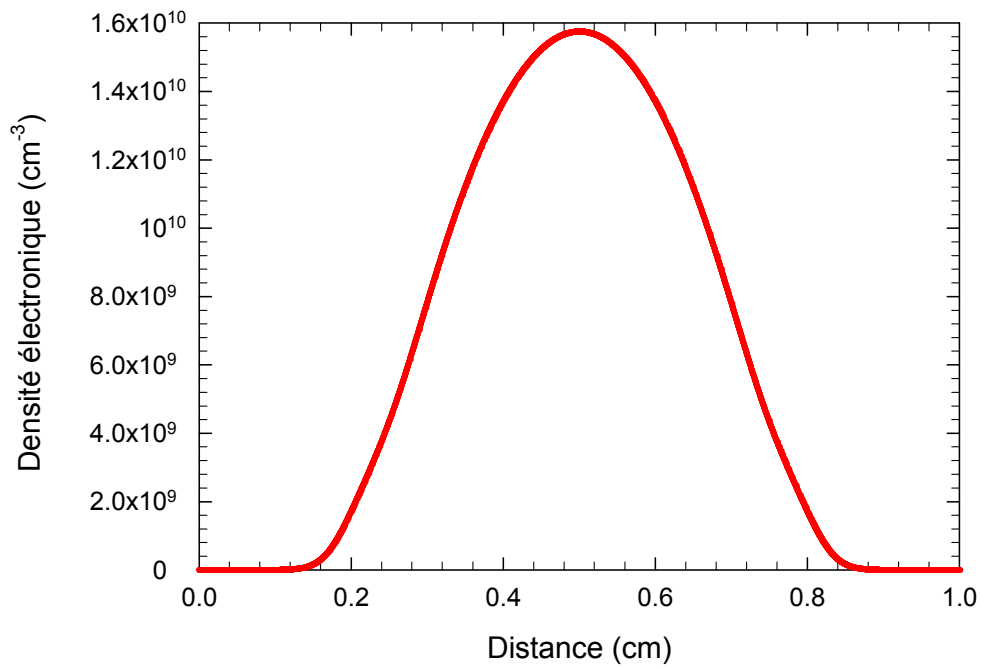


Figure III-2: *Distribution spatiale de la densité électronique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle), la distribution est représentée au cycle moyen de la décharge.*

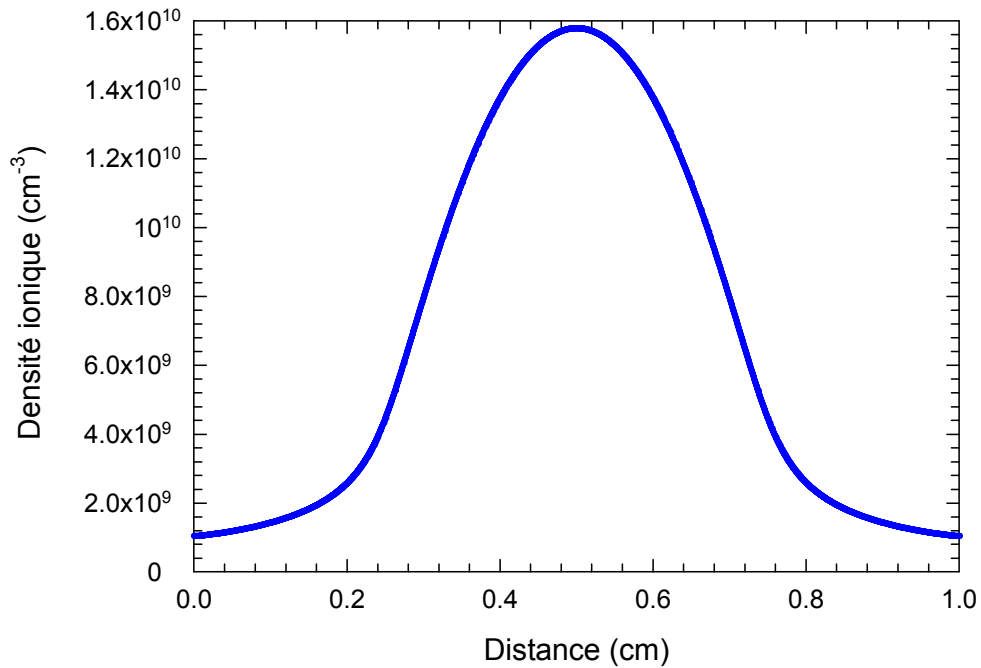


Figure III-3: *Distribution spatiale de la densité ionique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle), la distribution est représentée au cycle moyen de la décharge.*

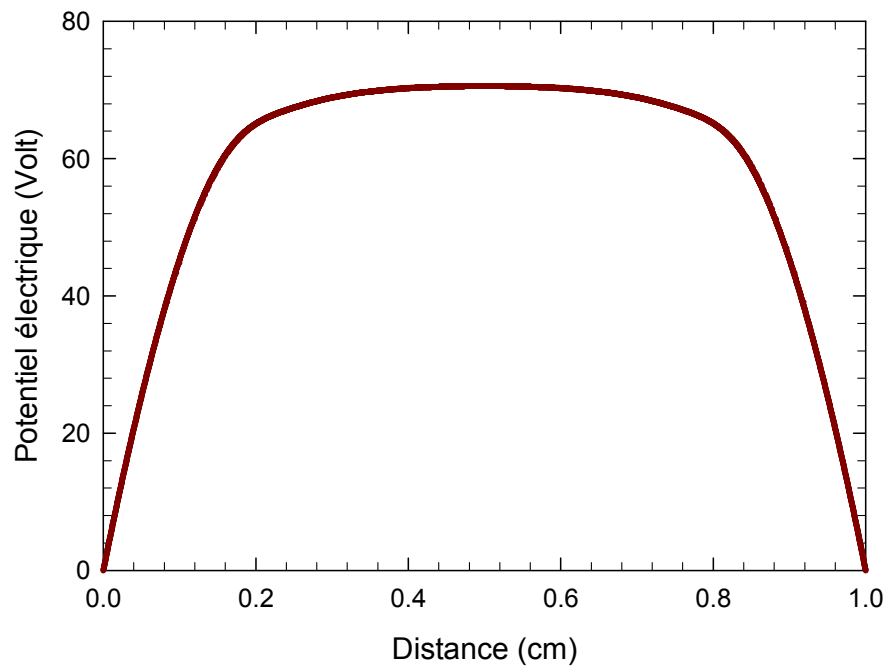


Figure III-4: *Distribution spatiale du potentiel électrique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle), la distribution est représentée au cycle moyen de la décharge.*

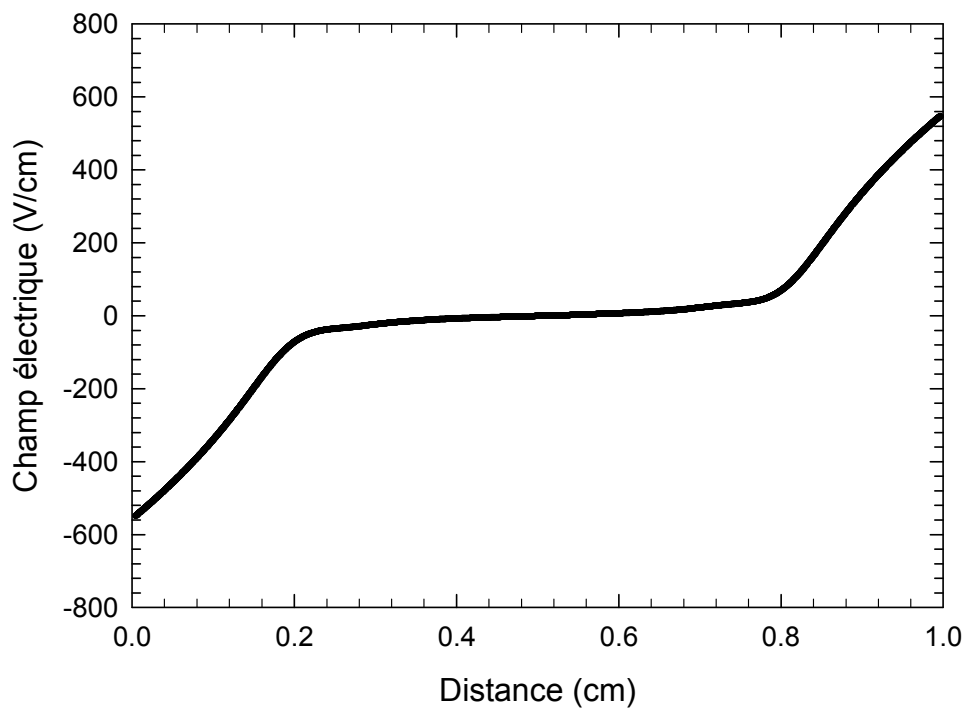


Figure III-5: *Distribution spatiale du champ électrique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle), la distribution est représentée au cycle moyen de la décharge.*

III-3-3 Distribution spatiale de la température électronique

Le profil de la température électronique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) est représenté en fonction de la distance inter-électrodes sur la figure III-6. Le profil est représenté au cycle moyen de la décharge.

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

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

III-3-4 Distributions spatiales des densités de courant

Les profils des densités de courant électronique, ionique et de déplacement aussi bien que la densité de courant totale à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = \pi$) sont représentées en fonction de la distance inter-électrodes sur les figures III-7 III-8 , III-9 et III-10.

On remarque que la densité de courant électronique est importante dans les gaines à cause de la présence d'un champ électrique importante. Dans la région du plasma la densité de courant électronique est quasi constante (voir figure III-7).

Le profil de la densité de courant ionique (voir figure III-8) présente une certaine symétrie dans l'ordre de grandeur est un mouvement oscillatoire dans les gaines. Ce comportement du courant ionique est dû à leur forte inertie et sa faible mobilité.

On remarque que la distribution spatial de la densité de courant de déplacement (voir figure III-9) représente un équilibre de compensation de la densité de courant électronique dans les gaines. Autrement dit, sert à équilibrer le courant total (voir figure III-10) dans le réacteur du plasma. On note que la densité de courant totale prend la valeur de $-2.8990 \text{ (mA/cm}^2\text{)}$ pour la phase (ωt) égale à π .

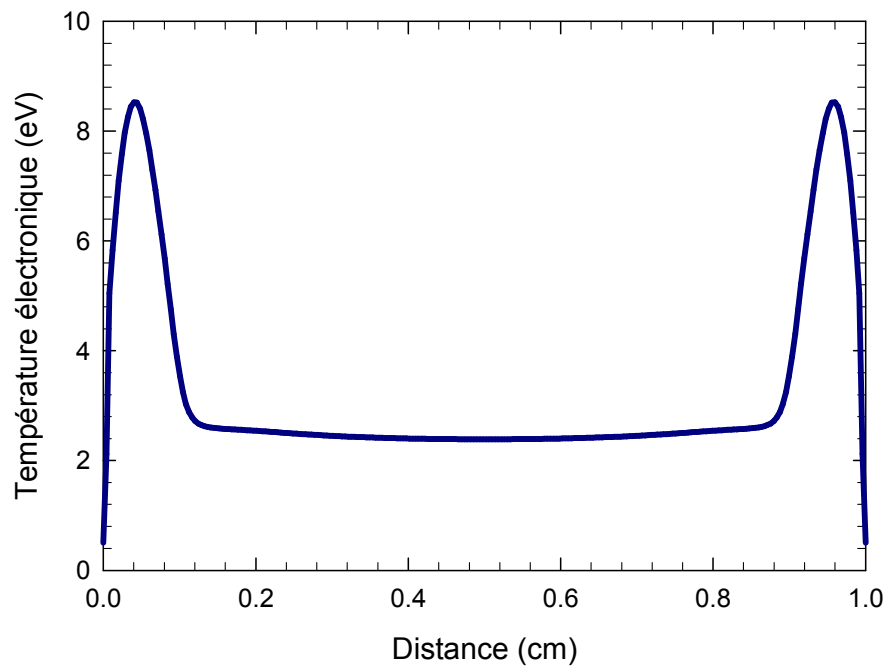


Figure III-6: *Distribution spatiale de la température électronique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle), la distribution est représentée au cycle moyen de la décharge.*

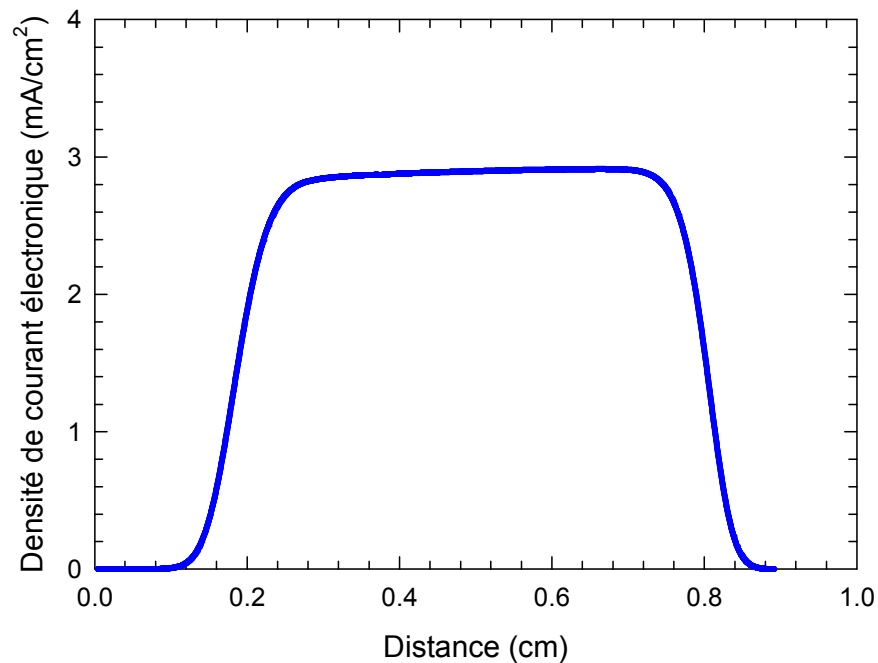


Figure III-7: *Distribution spatiale de la densité de courant électronique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = \pi$)*

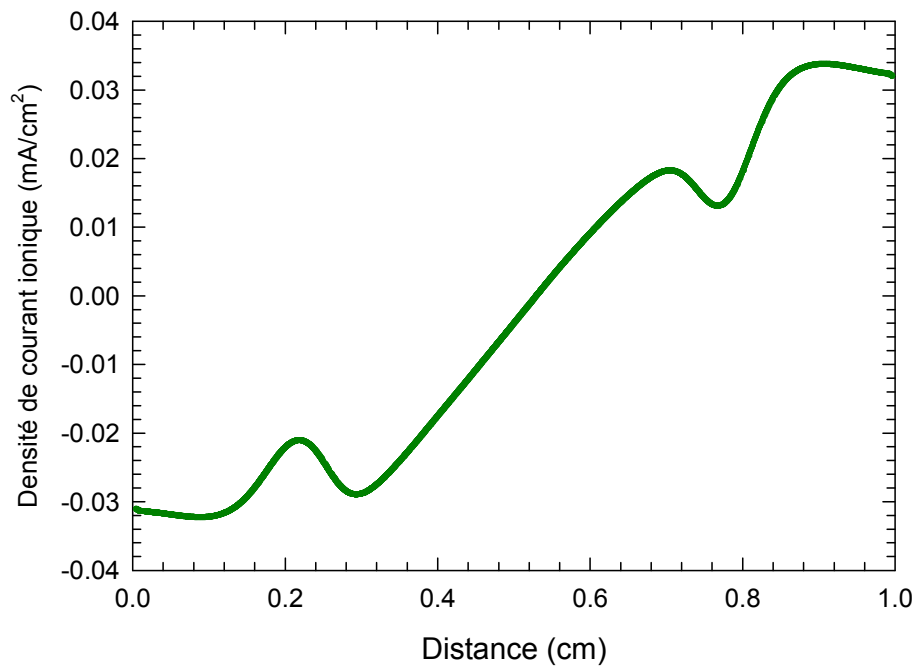


Figure III-8: *Distribution spatiale de la densité de courant ionique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($wt = \pi$)*

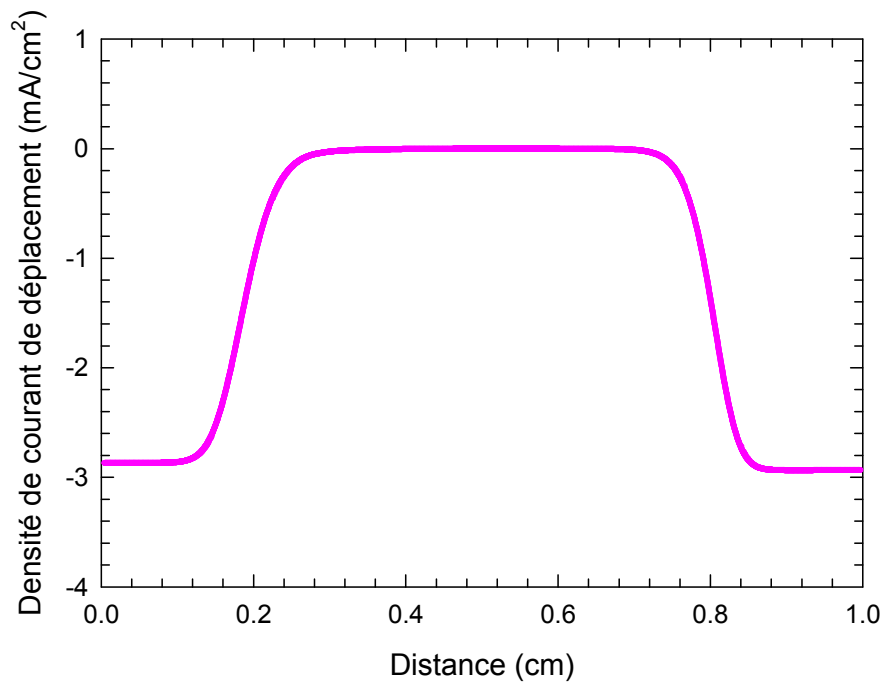


Figure III-9: *Distribution spatiale de la densité de courant de déplacement à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($wt = \pi$)*

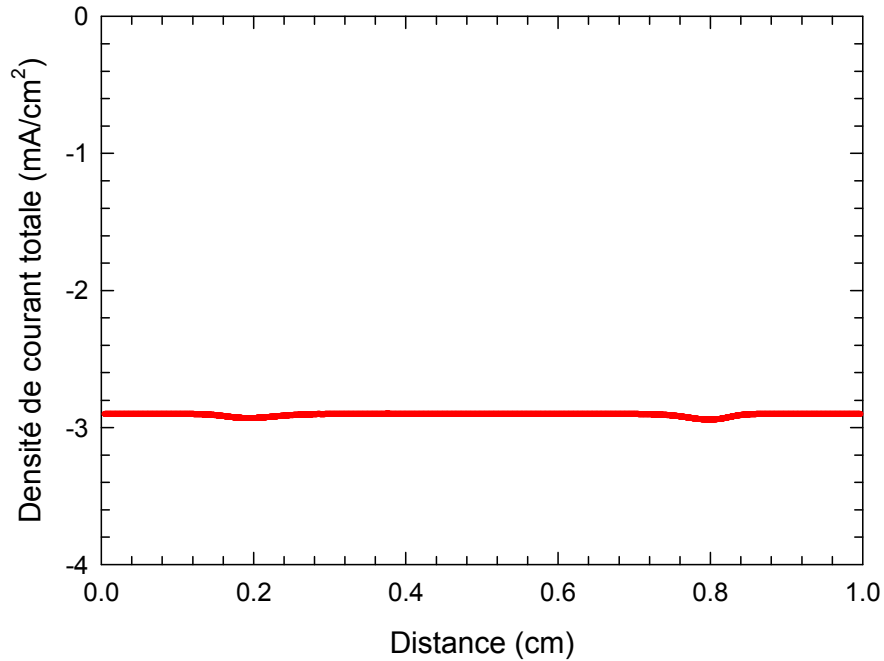


Figure III-10: *Distribution spatiale de la densité de courant totale à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = \pi$)*

III-4 TEST DE VALIDITE

Le code numérique en 1D de la décharge radiofréquence est basé sur les trois moments de l'équation de Boltzmann, qui sont couplés d'une façon auto-cohérente avec l'équation de Poisson. Nos résultats sont dans la bonne gamme par rapport aux plusieurs auteurs qui existent dans la littérature, parmi lesquels on cite Lin et Adomaitis [41], Park et Economou [42], Meyyappan et Govindan [43], Hwang et al. [44], Surendra et Vender [45], Surendra et al. [46] et les travaux de Bouchikhi [47].

En conclusion, nos résultats de la décharge radiofréquence dans le néon avec les paramètres de transport illustrés du logiciel BOLSIG+, sont fiables et raisonnables.

III-5 ETUDE PARAMETRIQUES

Dans cette section, nous allons effectuer une étude paramétrique de la décharge radiofréquence dans le néon. Les paramètres de transport sont en fonction de l'énergie électronique. Donc, nous allons faire varier les grandeurs suivantes : la tension RF et la fréquence d'excitation.

III-5-1 Effet de la tension appliquée

Dans cette sub-section, nous allons étudier l'influence de la tension appliquée au réacteur à plasma sur les distributions spatiales de la décharge radiofréquence dans le néon. Pour se faire la gamme de la tension RF est 150, 250 et 350 volts. La pression du gaz est de 4 Torr. Le fréquence d'excitation f_{RF} est de 13.56 MHz et la distance inter-électrodes est toujours fixée à 1 cm. Le coefficient d'émission secondaire est égal à 0.04.

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

Le comportement physique de la température électronique et la densité de courant totale en fonction de la tension appliquée est illustré à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) sur les figures III-11 et III-12.

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

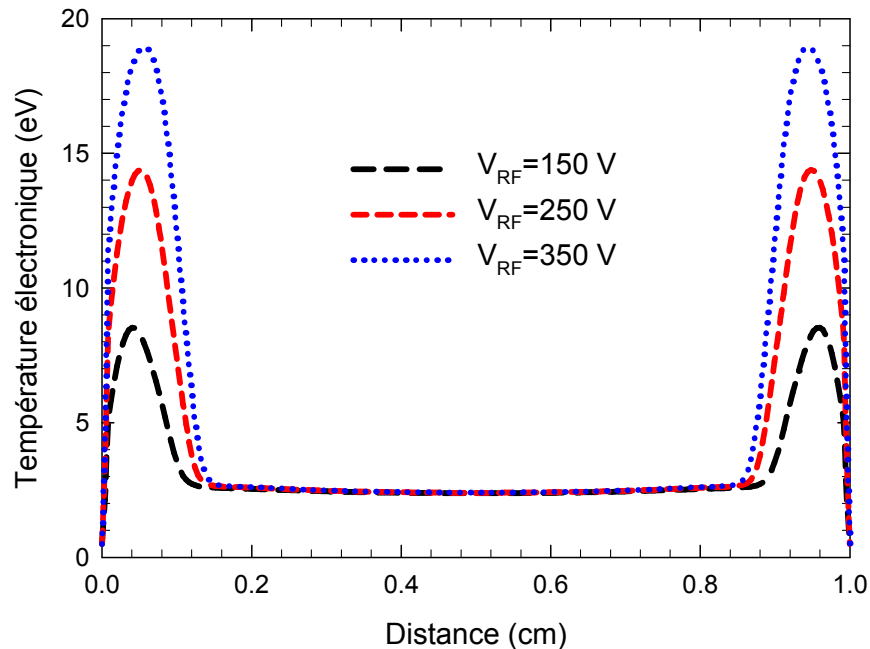


Figure III-11: effet de la tension sur la distribution spatiale de la température électronique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle), les distributions sont représentées au cycle moyen de la décharge.

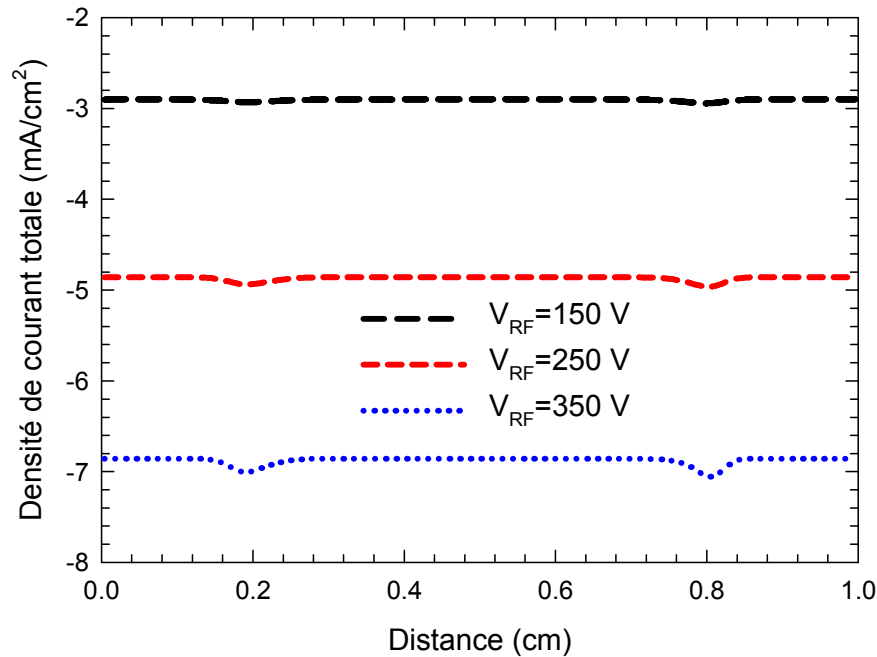


Figure III-12: effet de la tension sur la distribution spatiale de la densité de courant totale à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = \pi$)

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

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

On observe que la densité de courant totale augmente avec l'accroissement de la tension Rf (voir figure III-12). Cette augmentation est dans tout l'espace inter-électrodes. On peut expliquer cette augmentation par le fait de l'augmentation du processus d'ionisation et le champ électrique qui règne dans l'espace inter-électrodes.

Le tableau III-1 regroupe l'effet de la tension appliquée sur les profils de la température électronique et de la densité de courant totale. Ce tableau nous donne tout avec précision nos constatations citées précédemment.

Tension appliquée (Volts)	J (mA/cm ²)	T _e maximale (eV)	X _{Te}
150	-2.8990	8.52940	0.0402
250	-4.8570	14.3894	0.0522
350	-6.8586	18.9579	0.0562

Tableau III-1 : Caractéristiques de l'effet de la tension RF sur le profil de la température électronique et de la densité de courant totale, X_{Te} est l'abscisse de la valeur maximal de la température et J est la densité de courant dans le réacteur à plasma

III-5-1-2 Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales du potentiel et du champ électriques

Le comportement physique du potentiel et du champ électrique en fonction de la tension appliquée est représenté à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) sur les figures III-13 et III-14. Les distributions sont représentées au cycle moyen de la décharge.

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

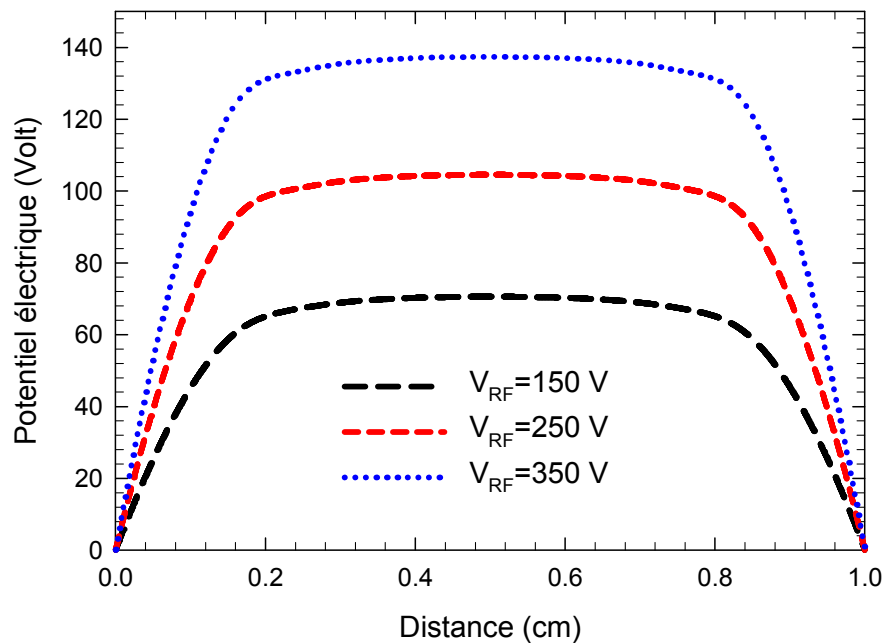


Figure III-13: effet de la tension sur la distribution spatiale du potentiel électrique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle), les distributions sont représentées au cycle moyen de la décharge.

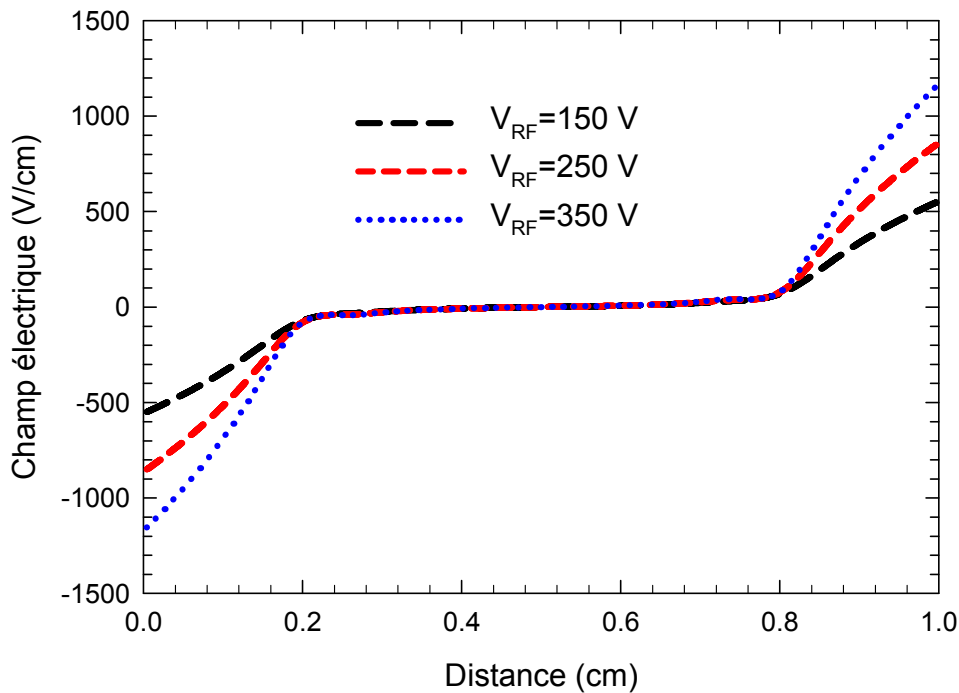


Figure III-14: effet de la tension sur la distribution spatiale du champ électrique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle), les distributions sont représentées au cycle moyen de la décharge.

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

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

Sur la figure III-14 on observe que le champ électrique croît avec l'augmentation de la tension appliquée dans les gaines à cause de l'augmentation de la charge d'espace.

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

Le tableau III-2 regroupe l'effet de la tension appliquée sur les profils du potentiel et du champ électriques.

Tension appliquée (Volts)	V_{plasma} (Volts)	E à l'électrode (V/cm)
150	70.60590	548.3840
250	104.5410	850.0750
350	137.3700	1154.4700

Tableau III-2 : Caractéristiques de la décharge radiofréquence pour différentes tension appliquée, V_{plasma} est la tension dans la région du plasma

III-5-1-3 Influence de la tension appliquée sur les distributions spatiales des densités électronique et ionique

Le comportement physique des densités électronique et ionique en fonction de la tension appliquée est illustré à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) sur les figures III-15 et III-16. Les distributions sont représentées au cycle moyen de la décharge.

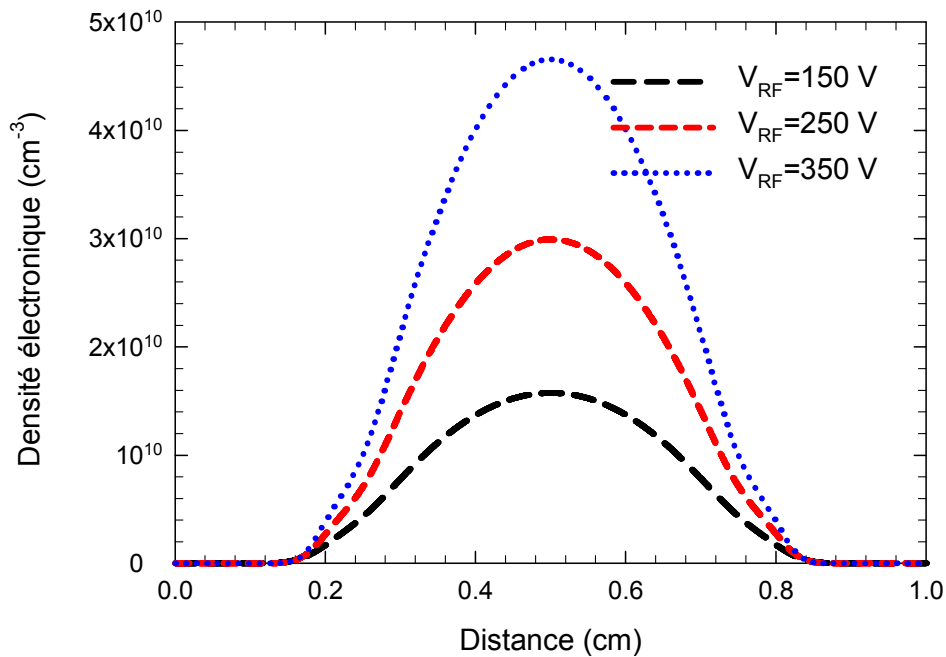


Figure III-15: effet de la tension sur la distribution spatiale de la densité électronique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle), les distributions sont représentées au cycle moyen de la décharge.

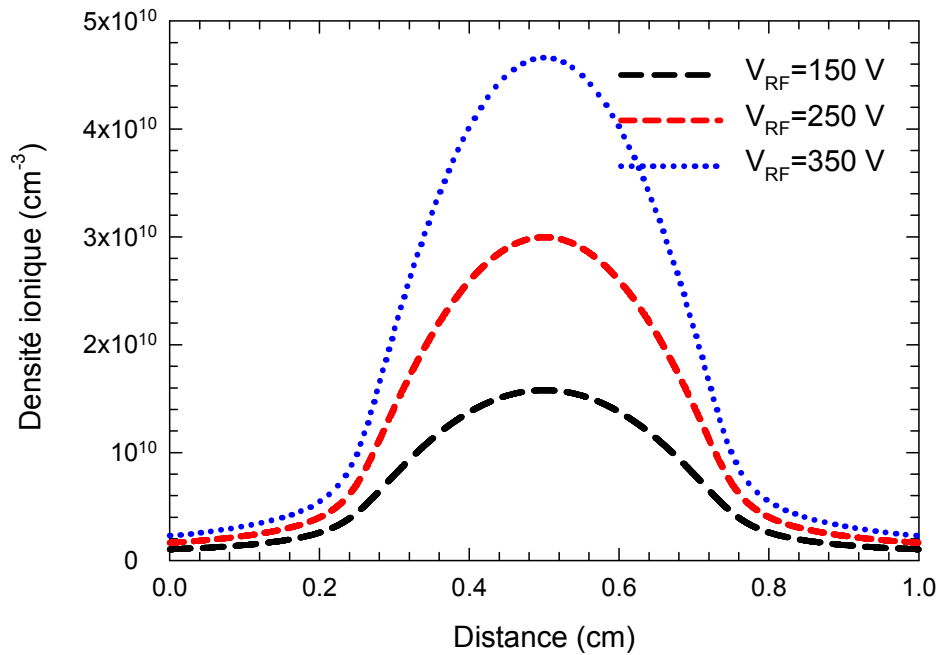


Figure III-16: effet de la tension sur la distribution spatiale de la densité ionique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle), les distributions sont représentées au cycle moyen de la décharge.

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

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

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

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

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

On note que le maximum de la densité particule chargée est de 1.58×10^{10} , 3×10^{10} et 4.66×10^{10} (cm^{-3}) correspondants respectivement aux tensions RF de 150, 250 et 350 V.

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

Dans cette sub-section, nous allons étudier l'influence de la fréquence d'excitation au réacteur à plasma sur les distributions spatiales de la décharge radiofréquence dans le néon. Pour se faire la gamme de la fréquence est 13.56, 31.23 et 51.31 MHz. La pression du gaz est de 4 Torr. La tension RF est de 150 volt et la distance inter-électrodes est de 1 cm. Le coefficient d'émission secondaire est égal à 0.04.

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

Le comportement physique du potentiel et du champ électrique en fonction de la fréquence d'excitation est représenté à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) sur les figures III-17 et III-18. Les distributions sont représentées au cycle moyen de la décharge.

L'effet de la fréquence d'excitation sur le profil du potentiel électrique est moins important par rapport qu'on a trouvé précédemment par l'effet de la tension RF (voir figure III-13). On peut remarquer une chute de potentiel dans les gaines à cause de la présence d'une charge d'espace nette qui est importante, ce qui induit un champ électrique intense dans cette région.

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

Sur la figure III-18 on observe que le champ électrique croît avec l'augmentation de la fréquence d'excitation dans les gaines à cause de l'augmentation de la charge d'espace.

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

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

Fréquence d'excitation (MHz)	V_{plasma} (Volts)	E à l'électrode (V/cm)
13.56	70.6059	548.3840
31.23	71.6137	849.9530
51.31	72.6732	1103.0500

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

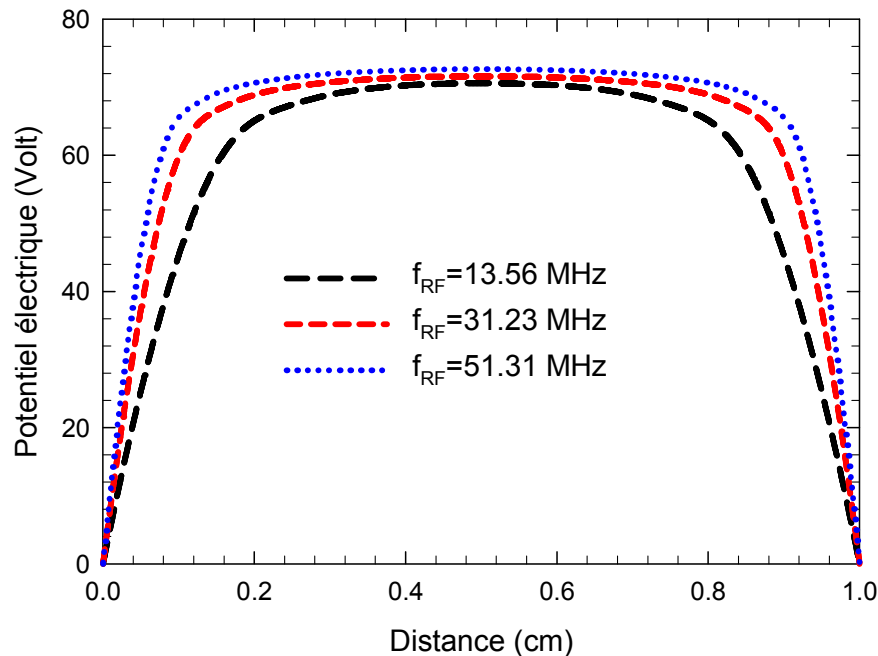


Figure III-17: Effet de la fréquence d'excitation sur la distribution spatiale du potentiel électrique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle), les distributions sont représentées au cycle moyen de la décharge

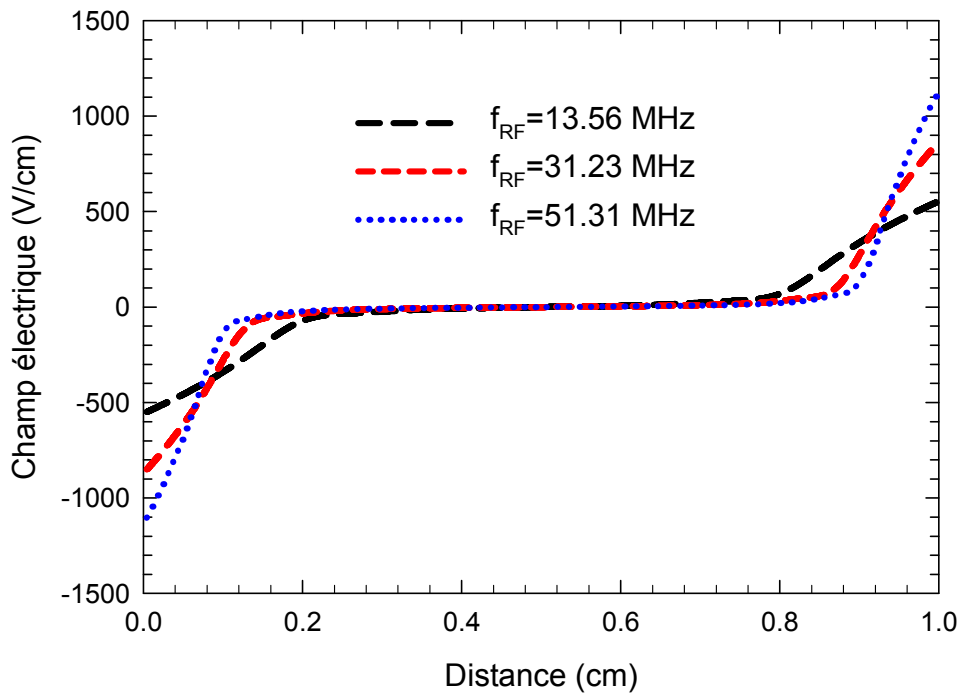


Figure III-18: Effet de la fréquence d'excitation sur la distribution spatiale du champ électrique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle), les distributions sont représentées au cycle moyen de la décharge

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

Le comportement physique des densités électronique et ionique en fonction de la fréquence d'excitation est illustré à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) sur les figures III-19 et III-20. Les distributions sont représentées au cycle moyen de la décharge.

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

En revanche, à forte puissance, l'émission secondaire de la décharge (régime γ) devient prépondérante. La transition entre ces deux régimes s'effectue en augmentant la puissance injectée dans le plasma. L'augmentation de la fréquence induit une augmentation de la densité plasma (figures III-19 et III-20), on constate alors le rôle très important de la fréquence dans l'ionisation (régime α).

On peut constater (voir figures III-19 et III-20) que la densité ionique est très importante par rapport à la densité électronique dans les gaines, ce qui entraîne une charge d'espace importante qui est due à la vitesse de propagation des électrons qui se déplacent rapidement vers l'électrode par rapport à la vitesse de propagation des ions qui se déplacent lentement vers l'électrode. On note que le maximum de la densité ionique est localisé dans la région du plasma.

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

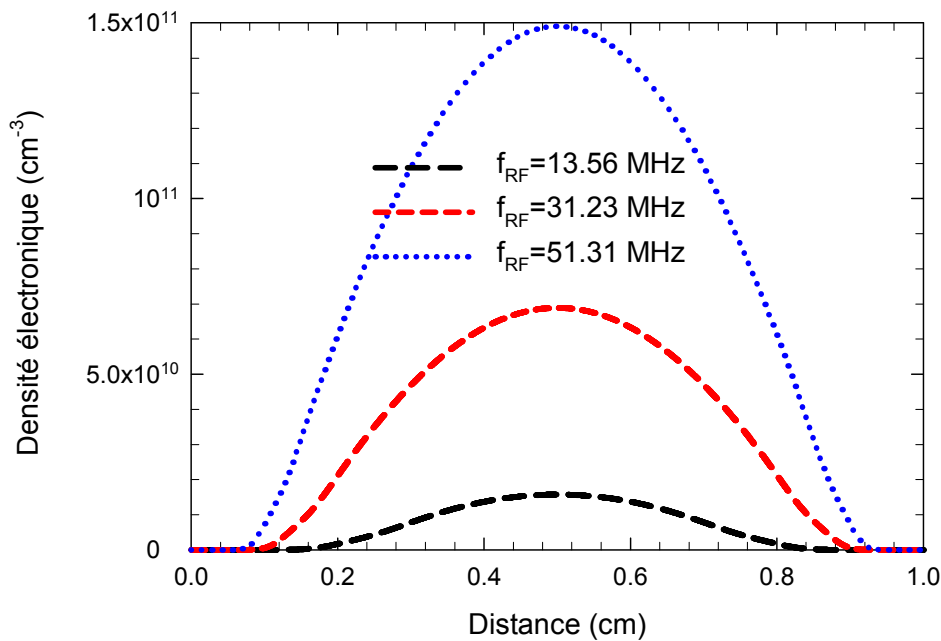


Figure III-19: Effet de la fréquence d'excitation sur la distribution spatiale de la densité électronique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle), les distributions sont représentées au cycle moyen de la décharge

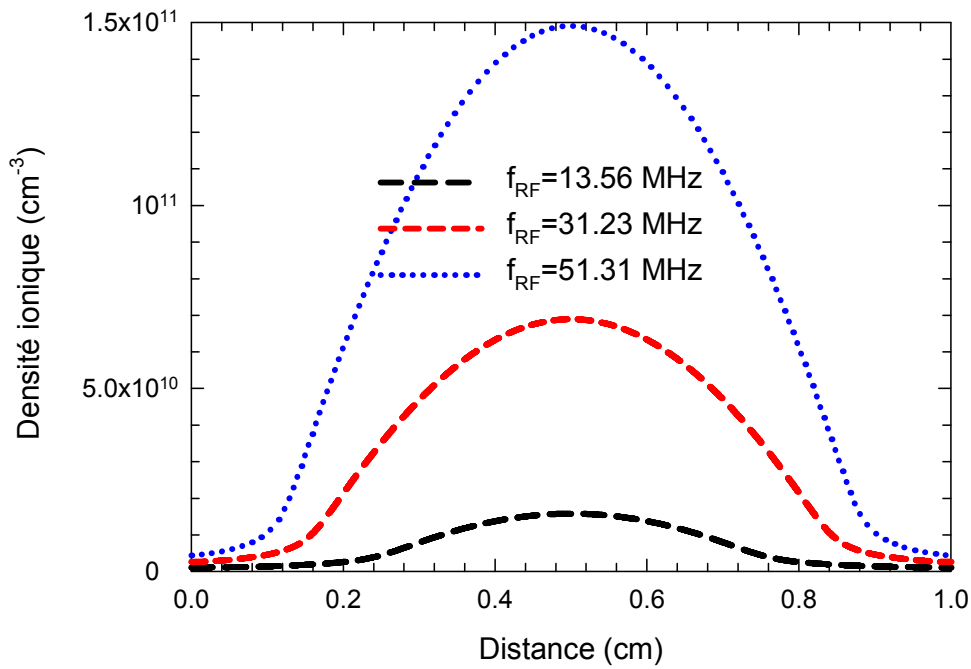


Figure III-20: Effet de la fréquence d'excitation sur la distribution spatiale de la densité ionique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle), les distributions sont représentées au cycle moyen de la décharge

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

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

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

On note que le maximum de la densité particule chargée est de 1.58×10^{10} , 6.89×10^{10} et 1.49×10^{11} (cm⁻³) correspondants respectivement aux fréquences d'excitations de 13.56, 31.23 et 51.31 MHz.

Dans le souci de la comparaison, on remarque que les densités particules chargées sont importantes par rapport aux densités due à l'effet de la tension appliquée.

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

Le comportement physique de la température électronique et la densité de courant totale en fonction de la fréquence d'excitation est illustré à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) sur les figures III-21 et III-22.

On peut remarquer que la température électronique est dépend de la fréquence d'excitation dans la région du plasma. Autrement dit, la température électronique varie avec l'accroissement de la fréquence d'excitation dans la région du plasma. Ceci est expliqué par le fait que le processus de refroidissement est important (l'ionisation, l'excitation les collisions élastiques se produisent dans cette région).

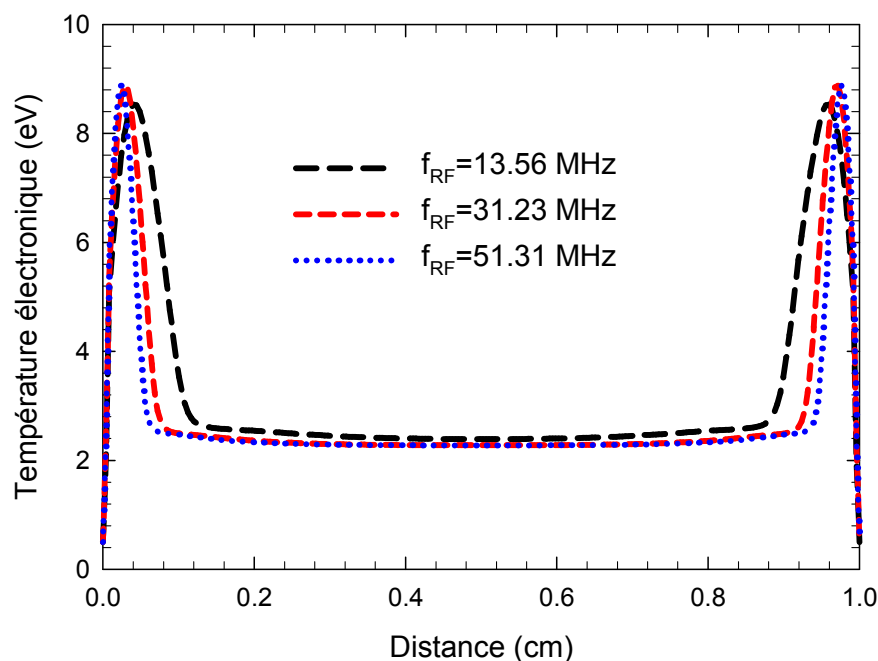


Figure III-21: Effet de la fréquence d'excitation sur la distribution spatiale de la température électronique à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle), les distributions sont représentées au cycle moyen de la décharge

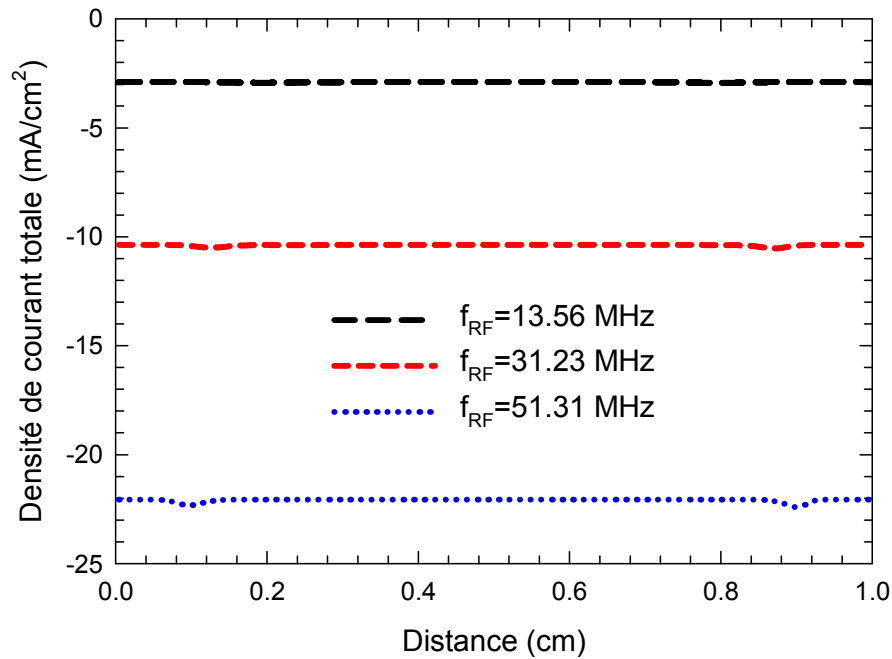


Figure III-22: Effet de la fréquence d'excitation sur la distribution spatiale de la densité de courant totale à la limite du cycle RF (2000^{ème} cycle) pour la phase ($\omega t = \pi$)

Toujours sur la figure III-21, on observe que la température électronique augmente avec l'augmentation de la fréquence d'excitation dans la gaine à cause de l'augmentation de l'effet de l'échauffement qui est généré essentiellement par le champ électrique avec le flux électronique.

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

On observe que la densité de courant totale augmente avec l'accroissement de la fréquence d'excitation (voir figure III-22). Cet accroissement est dans tout l'espace inter-électrodes. On peut expliquer cette augmentation par le fait de l'augmentation de la densité particule chargée et du champ électrique qui reine dans l'espace inter-électrodes.

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

Fréquence d'excitation (MHz)	J (mA/cm ²)	T _e maximale (eV)	X _{Te}
13.56	-2.8990	8.5294	0.0402
31.23	-10.3794	8.8786	0.0281
51.31	-22.0663	8.8971	0.0241

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

Dans le souci de la comparaison on trouve que la densité de courant est importante par rapport à la densité de courant due à l'effet de la tension appliquée. Par conséquent, l'oscillation joue un rôle important dans les mécanismes de la décharge par rapport à la tension appliquée.

III-6 CONCLUSION

Le travail présenté dans ce chapitre est basé sur la simulation d'une décharge radiofréquence dans le néon. Les données de base dans le néon sont en fonction de l'énergie électronique.

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

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

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

Conclusion

L'objectif principal de ce travail était de déterminer les caractéristiques électrique et thermique de la décharge radiofréquence dans le néon, où les données de base sont en fonctions de l'énergie électronique, il s'agit de la mobilité et le coefficient de diffusion électroniques et la mobilité et le coefficient d'énergies électroniques, ainsi que les processus d'ionisation, d'excitation, désexcitation et le coefficient de la collision élastique perdue par électron.

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

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

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

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

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

- l'augmentation des densités de courant
- l'augmentation du champ électrique et la température électronique
- l'augmentation des densités des particules chargées
- l'augmentation du potentiel électrique

L'augmentation de la tension RF entraîne à :

- l'élargissement des gaines
- le rétrécissement de la région du plasma

L'augmentation de la fréquence d'excitation entraîne à :

- l'élargissement de la région du plasma
- le rétrécissement des gaines

REFERENCES

- [1] W. Warren et R. E. Norberg, « Nuclear Quadrupole Relaxation and Chemical Shift of Xe^{131} in Liquid and Solid Xenon », *Phys. Rev.*, vol. 148, n° 1, 1966.
- [2] J. H Ferziger, & H G Kaper, *Mathematical Theory of Transport Processes in Gases*. North-Holland Pub. Co (1972).
- [3] A. L. Ward, “Effect of Space Charge in Cold-Cathode Gas Discharges”, *Phys. Rev.* 112: 1852, (1958).
- [4] A. L. Ward, “Calculations of Cathode - Fall Characteristics”, *J. Appl. Phys.*, 33: 2789, (1962).
- [5] Z. Donko, “Hybrid model of a rectangular hollow cathode discharge” *Phys. Rev. E*, 57: 7126, (1998).
- [6] 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).
- [7] B. Hechelef, A. Bouchikhi, " Current–Voltage Characteristics in a Helium–Argon Gas Mixture Glow Discharge at Low Pressure", *Acta Physica Polonica A*, Vol 136, 855 (2019).
- [8] 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.*, Vol 20, 115401 (2018).
- [9] A. Bouchikhi, “Dielectric Barrier Discharge Effect on Capacitively Coupled RF Argon Glow Discharge”, *Indian Journal of Pure & Applied Physics*, 60, 163. 2022.
- [10] A. Bouchikhi, "Nonlocal ionization theory and secondary electron emission coefficient: Application in helium and neon DC microdischarge at high pressure", *IEEE Trans. Plasma Science*, 9, 4260 (2019).
- [11] G. J. M. Hagelaar, L. C. Pitchford, " Solving the Boltzmann equation to obtain Electron Transport Coefficients and Rate Coefficients for Fluid Models", *Plasma Sources Sci. Tech.*, , 14, 722-733. 2005.
- [12] <http://nl.lxcat.net/home/>

- [13] F. Sigeneger, R. Winkler, " Nonlocal Transport and Dissipation Properties of Electrons in Inhomogeneous Plasmas", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 27, 1254-1261. 1999.
- [14] 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.
- [15] A. Bouchikhi, "Proposition of a new geometry of the electrodes in a particular discharge", *Indian J. Phys.*, 94, 353 (2020).
- [16] A. Bouchikhi, " "Parametric study on the DC micro discharge in a 90Helium-10 Xenon gas mixture at intermediate pressure", *Indian J. Phys.*, 96, 1443. 2022.
- [17] L. S. Frost, "Effect of Variable Ionic on Mobility on Ambipolar Diffusion", *Phys. Rev.*, 105, 354-356. 1957.
- [18] H. W. Ellis et al., " Transport properties of gaseous ions over a wide energy range", *Atom. Data Nuc. Data Tab.*, 17, 177-210. 1976.
- [19] L. G. H. Huxley, R. W. "The diffusion and drift of electron in gases", Crompton, Wiley Interscience (1974).
- [20] P. Segur, M. Yousfi, "Non_Equilibrium Electron Transport", J. P. Boeuf, and al., Plenum, New York, (1983).
- [21] A. L. Ward, "Effect of Space Charge in Cold-Cathode Gas Discharges", *Phys. Rev.* 112: 1852, (1958).
- [22] A. L. Ward, "Calculations of Cathode - Fall Characteristics", *J. Appl. Phys.*, 33: 2789, (1962).
- [23] G. Auday, "Caratérisation expérimentale et modélisation de phénomène physique dans les panneaux à plasma couleur", Thèse de doctorat, Université de Paul Sabatier, Toulouse, (2000).
- [24] H. S. Uhm, E. H. Choi, and G. S. Cho, "Secondary electron emission in a mixed gas for application to the plasma display panel", *J. Appl. Phys. Letters.* 78, 592 (2001).
- [25] Y. Motoyama et al. "influence of defect state on the Secondary electron emission yield from MgO surface", *J. Appl. Phys.*, 95, 12 (2004).
- [26] H. D. Hagstrum, "Theory of Auger Ejection of Electrons from Metals by Ions", *Physical Review*, 96, 336 (1954).

- [27] M. R-Radjenovic and B. Radjenovic."Aparticle-in-cell Simulation of the Brea Kdown Mechanism in Microdischarges with an On proved Secondary Emission Model", Contrib. Plasma Phys. 47, 165 (2007).
- [28] Y. P. Raizer."Kinetic Electron_Ion Two steams Instability in Space Dusty Plasma With Temperature Gradient"Gas Discharge Physics, Book, Springer-Verlag (1991).
- [29] D. R. Lide,"Handbook of chemistry and physics", CRC Press, Boca Raton, Florida, USA, 87th Ed, (2007).
- [30] E.A. Brandes and G.B. Brook."Smithells Melals Reference", *Book*. 7th Ed, Oxford: Butterworth-Heinemann. (1992).
- [31] V. A. Lisovskiy et al."Low _pressure gas breakdow in longitudinale combinés electric fields", J . Phys. D: Appl. Phys. 43, 425202 (2010).
- [32] H. Capdeville."Mesures et Modélisation des Décharges Luminescentes a Basses Pression Comportement Electroque et Pulvérisation des Électrodes", Thèse de doctorat, Université d'Orléans (2007).
- [33] E. Kuffel, W. S. Zaengl and J. Kuffel,"High Voltage Engineering Fundamentals "(Newnes) (2 Nd ed.). Butterworth- Heinemann (2000).
- [34] M. S. Naidu,"High Voltage Engineering (2nd edition ed.)".(t. M.-H.company, Ed.) New York: Quebecor/Book Press (1995).
- [35] J. H Ferziger, &. H G Kaper,"Mathematical Theory of Transport Processes in Gases". North-Holland Pub. Co (1972).
- [36] L. Reichel,"Modern cours in statistical physics".A wiley-interscience publication (1997).
- [37] A. Bouchikhi, A. Hamid, "2D DC Subnormal Glow Discharge in Argon", Plasma Sci. Tech., 12: 59, (2010).
- [38] A. Bouchikhi, " Physical proprieties of DC glow discharges in a neon–argon gas mixture" ,Can. J. Phys., 96: 62, (2018).
- [39] L. Yihung, A. Raymond A. , " Simulation and Model Reduction Methods for an RF Plasma Glow Discharge ",J. Comp. Phys. 171, 731 (2001).
- [40] S. K. Park, D. J. Economou," Parametric study of a radio frequency glow discharge using a continuum model ", J. Appl. Phys. 68, 4888. 1990
- [41] M. Meyyappan, T. R. Govindan, " Radio frequency discharge modeling: Moment equations approach", J. Appl. Phys. 74, 2250. 1993.

- [42] S. W. Hwang, H.-J. Lee, and H. J. Lee, " Effect of electron Monte Carlo collisions on a hybrid simulation of a low-pressure capacitively coupled plasma ", Plasma Source Sci. Technol., 23, 065040 (2014)
- [43] M. Surendra, D. Vender, "Collisionless electron heating by radio-frequency plasma sheaths", Appl. Phys. Lett. 65, 153, (1994).
- [44] M. Surendra, D. Graves, and L. S. Plano, "Self consistent dc glow - discharge simulations applied to diamond film deposition reactors " J. Appl. Phys., 71, 5189, (1992).
- [45] A. Bouchikhi, " Effect of pressure on argon Dielectric Barrier Discharge", accepted in Acta Physica Polonica A, (2022).