



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



UNIVERSITE KASDI MERBAH-OUARGLA
FACULTE DES MATHÉMATIQUES ET DES SCIENCES DE LA MATIÈRE
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

THESE DE DOCTORAT ES SCIENCES EN PHYSIQUE

Présenté pour obtenir le diplôme de Doctorat Es Sciences:

Physique / Option : Physique des Matériaux

Présenté par
BENMEBROUK Lazhar

Intitulée

**Simulation Numérique des Spectres de l'Hélium Emis
dans les Chambres Cathodiques pour la Détermination
de la Densité et la Température Electroniques**

Soutenu, le **05/12/2015**

Devant le jury :

Mohammed Tayeb MEFTAH	Prof.	Université d'Ouargla	Président
Smail CHIHI	Prof.	Université d'Ouargla	Examineur
El-Habib GUEDDA	Prof	Université d'El-Oued	Examineur
Abdellah ATTAFF	Prof	Université de Biskra	Examineur
Abdelouahab OUAHAB	MCA	Université de Biskra	Examineur
Fethi KHELFAOUI	Prof.	Université d'Ouargla	Rapporteur

2015 – 2016

Dédicace

*A toute ma famille,
A tous ceux qui m'ont soutenu*

Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein du Laboratoire de Rayonnement et Plasmas et Physique des Surfaces (LRPPS) de l'Université Kasdi Merbah-Ouargla, sous la direction du Pr Fethi KHELFAOUI, Professeur à l'université de Ouargla. Je tiens à lui exprimer mes sincères remerciements ainsi que ma profonde gratitude pour son suivi constant et ses précieux conseils ainsi que ses encouragements, sa disponibilité et surtout la confiance qu'il m'a témoignée pour réaliser cette thèse.

Je tiens à exprimer vivement mes plus profonds remerciements au Pr Mohammed Tayeb MEFTAH, Professeur à l'Université de Ouargla, de m'avoir fait l'honneur de présider mon jury ;

Je tiens à exprimer également mes plus profonds remerciements à tous les membres de jury, qui ont accepté d'examiner ce travail :

- Pr El-Habib GUEDDA, Professeur à l'Université de El-Oued ;
- Pr Abdellah ATTAF, Professeur à Université de Biskra ;
- Dr Abdelouahab OUAHAB, Maitre de Conférences à Université de Biskra;
- Pr Smail CHIHI, Professeur à Université de Ouargla.

Je tiens aussi à remercier particulièrement Monsieur le Doyen de Faculté Dr Ali LOUNAS pour ses aides et ses encouragements et tout le staff administratif de notre faculté et de l'université. Bien évidemment à tous mes collègues.

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE I : LES PLASMAS ET LEURS APPLICATIONS.....	5
I.1. LES PLASMAS	5
I.1.1. DEFINITION.....	5
I.1.2. CLASSIFICATION DES PLASMAS.....	5
I.1.3. PARAMETRES ELECTRIQUES D'UN PLASMA	7
I.1.4. LES PLASMAS ET L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE	8
I.1.4.1. FONCTION DE DISTRIBUTION DES VITESSES.....	8
I.1.4.2. LOI DE BOLTZMANN	9
I.1.4.3. LOI D'ARRHENIUS	11
I.1.4.4. LOI DE GULDBERG- WAAGE.....	12
I.1.4.5. LOI DE SAHA- EGGERT	13
I.1.4.6. LOI DE PLANCK	14
I.1.5. L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE COMPLET	14
I.1.6. L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL	16
I.1.7. EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL PARTIEL.....	17
I.1.8. LOI DE DALTON	17
I.1.8. LOI DE NEUTRALITE ELECTRIQUE	17
I.2. APPLICATIONS DES PLASMAS.....	18
I.2.1. LES TRAITEMENTS DE SURFACE REALISABLES AVEC UN PLASMA FROID	18
I.2.2. GRAVURE ET NETTOYAGE.....	19
I.2.3. STERILISATION	20
I.3. CONCLUSION	20
CHAPITRE II : PHYSIQUE DES DECHARGES ELECTRIQUES.....	22
II.1. INTRODUCTION	22
II.2. PARAMETRES ELECTRIQUES ET PHYSIQUES	22
II.2.1. CHAMP ELECTRIQUE.....	22
II.2.2. FONCTION DE DISTRIBUTION DES PARTICULES	23
II.3. PHYSIQUE DES COLLISIONS ATOMIQUES DANS UNE DECHARGE ELECTRIQUE.....	24
II.3.1 TYPES DES COLLISIONS	25
II.3.1.1. COLLISIONS ELASTIQUES.....	25
II.3.1.2. COLLISIONS INELASTIQUES.....	26
II.3.1.3. COLLISIONS REACTIVES	27
II.3.2. SECTION EFFICACE	28
II.3.3. FREQUENCE DE COLLISION	30
II.3.4. LE LIBRE PARCOURS MOYEN	31
II.3.5. PROBABILITE DE COLLISION	32
II.4. PHENOMENE D'IONISATION ET PROCESSUS DE PRODUCTION DES ESPECES CHARGEES	32
II.4.1. PROCESSUS PRIMAIRES.....	33
II.4.1.1. IONISATION	33
II.4.1.2. ATTACHEMENT	35
II.4.1.3. RECOMBINAISON	35
II.4.2. PROCESSUS SECONDAIRES	35
II.5. DECHARGES ELECTRIQUES DANS LES GAZ.....	37
II.5.1. DECHARGE A COURANT CONTINU (DC).....	37
II.5.1.1. DECHARGE NON AUTONOME	37
II.5.1.2. ZONE DE COLLECTION AVEC MULTIPLICATION	38
II.5.1.3. DECHARGE DE TOWNSEND.....	39
II.5.1.4. DECHARGE LUMINESCENTE.....	39
II.5.1.5. DECHARGE A HAUTE PRESSION (DECHARGE D'ARC).....	39
II.5.2. DECHARGE RADIO FREQUENCE (RF)	40

II.5.3. DECHARGES MICRO-ONDES	41
CHAPITRE III : PROFILS DES RAIS ET SPECTROSCOPIE	44
III.1. INTRODUCTION	44
III.2. CALCUL DU PROFIL D'UNE RAIE	44
III.2.1. QUELQUES PARAMETRES IMPORTANTS DANS L'ELARGISSEMENT DE RAIES.....	44
III.2.1.1. TEMPS D'INTERET DU PROCESSUS D'ELARGISSEMENT.....	44
III.2.1.2. TEMPS DE COLLISION	44
III.2.2. L'ELARGISSEMENT D'UNE RAIE SPECTRALE.....	46
III.2.2.1. ELARGISSEMENT NATUREL.....	46
III.2.2.2. ELARGISSEMENT DOPPLER	48
III.2.2.3. AMORTISSEMENT PAR COLLISION	50
III.2.2.3.1. THEORIE DES COLLISIONS INDIVIDUELLES	51
III.2.2.4. L'ELARGISSEMENT STARK	53
III.2.2.4.2. APPROXIMATION QUASI- STATIQUE.....	54
III.2.2.5. ELARGISSEMENT INSTRUMENTAL	55
III.2.3. PROFILS COMPOSES	56
III.4. LA SPECTROSCOPIE	57
III.4.1. SPECTROSCOPIE D'EMISSION OPTIQUE	57
III.4.2. SPECTROMETRIE DE MASSE.....	58
III.4.3. SONDE DE LANGMUIR.....	58
CHAPITRE IV : MODELE DE DIAGNOSTIC SPECTROSCOPIQUE.....	60
IV.1. INTRODUCTION	60
IV.2. DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL	61
IV.3. LES SPECTRES THEORIQUES	63
IV.3.1. PROGRAMME DE CALCUL DE PROFIL DE RAIE.....	63
IV.3.2. DESCRIPTION DE PROGRAMME.....	66
IV.3.3. LES BASES DES DONNEES ATOMIQUES.....	67
CHAPITRE V : PRESENTATION ET ANALYSE DES RESULTATS.....	69
V.1. INTRODUCTION	69
V.2. IDENTIFICATION DES ESPECES ATOMIQUES.....	69
V.3. JUSTIFICATION DES PICS CHOISIS DANS LE DIAGNOSTIC	80
V.4. DETERMINATION DE LA DENSITE ELECTRONIQUE(N _e)	86
V.5. DETERMINATION DE LA TEMPERATURE ELECTRONIQUE (T _e).....	90
V.6. CONCLUSION.....	93
CONCLUSIONS GENERALE ET PERSPECTIVES.....	95
RÉFÉRENCES	98
ANNEXE 1: BASE DE DONNEES ATOMIQUES DE L'HELIUM NEUTRE HE I	105
ANNEXE 2: BASE DE DONNEES ATOMIQUES DE L'HE HYDROGENOÏDE (HE II)	106
ANNEXE 3: BASE DE DONNEES ATOMIQUES DE L'OXYGENE NEUTRE (O I).....	110
ANNEXE 4: BASE DE DONNEES ATOMIQUES DE L'HYDROGENE (H I)	113
ANNEXE 5: BASE DE DONNEES ATOMIQUES DU FER IONISE (FR II)	114
ANNEXE 6: BASE DE DONNEES ATOMIQUES DE L'ALUMINIUM AL I.....	117

Liste des figures

Figure (I-1): Classification des plasmas [7]	7
Figure (I-2): Mécanismes intervenant dans une polymérisation par plasma [19,20].....	19
Figure (II-1): Collision élastique (interaction binaire ion-atome)[40]	26
Figure (II-2): Collision inélastique (interaction projectile chargé-atome)[41]	27
Figure (II-3): Section efficace de diffusion [41]	29
Figure (II-4): Production d'un plasma par une décharge continue	37
Figure (II-5): Régimes de décharge en courant continu.....	38
Figure (II-6): d'une décharge Radiofréquence avec couplage capacitif	41
Figure (III-1): Schéma de collision individuel.....	51
Figure (IV-1): Schéma du montage expérimental de mesure du rayonnement.....	61
Figure (IV-2): Spectre expérimental résultant d'une chambre de décharge MW(2.45GHz) provoquée dans l'hélium pur avec une pression de 4.8 Torr et une puissance de 108W.	63
Figure (IV.3): Organigramme du programme de calcul de profil de raie	65
Figure (V-1): Spectre théorique de l'Hélium I	70
Figure (V-2): Spectre théorique de l'Hélium II	71
Figure (V-3): Spectre théorique de l'Hydrogène I.....	72
Figure (V-4): Spectre théorique de l'Oxygène I.....	73
Figure (V-5): Spectre théorique de Fère II.....	75
Figure (V-6): Spectre théorique de l'Aluminium I.....	74
Figure (V-7): Spectres théorique pour chaque élément (a)	76
Figure (V-8): Spectres théoriques pour chaque élément (b)	77
Figure (V-9): Spectres théorique total.....	78
Figure (V-10): Indentifications des espèces existants dans le spectre expérimental	79
Figure (V-11): Spectre théorique pour l'HeI pour un élargissement expérimental 0.0001nm	81
Figure (V-12) : Spectre théorique pour l'HeI pour un élargissement expérimental 0.001nm	82
Figure (V-13) : Spectre théorique pour l'HeI pour un élargissement expérimental 0.002nm	83
Figure (V-14) : Spectre théorique pour l'HeI pour un élargissement expérimental 0.003nm	83
Figure (V-15): Spectre théorique pour l'HeI pour un élargissement expérimental 0.004nm	82

Figure(V-16) : Variation de l'intensité totale des pics choisis en fonction de l'élargissement expérimental $\Delta\lambda E$	84
Figure (V-17) : Diagramme d'énergie pour l'Atome de l'hélium et les transitions	89
Figure (V-18). : Spectre théorique de l'hélium neutre et l'hélium ionisé dans les condition calculé ($T_e=3.23\text{eV}$, $N_e=3.67\times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ et $N_{\text{He}}=1.543\times 10^{17}\text{cm}^{-3}$)	92

Liste des tableaux

Tableau (II-1): Production des espèces chargées (Processus primaires) [43]	34
Tableau (II-2): Production des espèces chargées (Processus secondaires) [43]	
Tableau (V-1) : Transitions radiatives correspondant à Hélium He I	69
Tableau (V-2) : Transitions radiatives correspondant à Hélium He II	70
Tableau (V-3) : Transitions radiatives correspondant à Hydrogène H I	72
Tableau (V-4) : Transitions radiatives correspondant à 'Oxygène OI	71
Tableau (V-5) : Transitions radiatives correspondant à Fer Fe II	74
Tableau (V-6) : Transitions radiatives correspondant à Aluminium Al I	73
Tableau (V-7) : Longueur d'onde d'espèces existantes	78
Tableau (V-8) : Données de physique atomique pour quelques transitions trouvées et les intensités expérimentales I_{exp} concernant l'hélium neutre He	79
Tableau (V-9): Données de physique atomique pour quelques transitions trouvées et les intensités expérimentales concernant l'hélium hydrogénoïde He+	80
Tableau (V-10): Elargissement de quelques raies spectrales et leurs valeurs calculées à demi- hauteur en nm.	80
Tableau (V-11) : Intensité totale théorique I_{th} des pics (en unité arbitraire)	84
Tableau (V-12) : Variation de l'écart type de l'intensité totale des pics choisis en fonction de l'élargissement expérimental $\Delta\lambda E$	85
Tableau (V-13): La comparaison entre les rapports théorique et expérimentaux	88
Tableau (V-14): La comparaison entre le rapport théorique et l'expérimental. entre la raie (668nm)He et la raie (468.58nm)He ⁺	93

Introduction Générale

Introduction Générale

L'intérêt porté à l'étude des spectres émise d'un plasma de décharge électrique, dites plasmas froids est due à ses importantes application dans différents domaines de la technologie, tels que l'analyse chimique des matériaux solides, la gravure dans les semi-conducteurs, le revêtement ou traitement des surfaces, la déposition de couches minces.

La majorité des procédés de fabrication et de déposition de couches minces reposent sur les multiples décharges électriques qui se déroulent sous pression atmosphérique.

Lorsque l'ionisation est assez importante par les décharges électriques, le gaz devient plasma. Dans la nature, on distingue trois grandes catégories de plasma :

- Les plasmas chauds (étoiles, plasma de fusion...) : la température des ions et des électrons est supérieure à 10 millions de degrés. Le gaz est complètement ionisé. Ces plasmas sont souvent à l'équilibre thermodynamique total.

- Les plasmas thermiques (arc électrique) : la pression du gaz est relativement élevée ce qui augmente le nombre des collisions entre les particules (neutres, excitées, non excitées, ionisées) et qui favorise ainsi la transmission de l'énergie. Il en résulte un plasma qui se trouve dans un équilibre thermodynamique. Le gaz est presque totalement ionisé. (Equilibre thermique)

- Les plasmas froids (décharges électriques dans les gaz) : sous des pressions réduites (environ de 1 à 10^{-4} Pa), le libre parcours moyen est tellement long qu'il ne peut y apparaître de transmissions d'énergie importantes entre les particules que par collision d'électrons ; donc aucun équilibre thermique ne peut se produire [1].

La cinétique de croissance des couches minces dépend à la fois des espèces présentes dans le milieu d'élaboration (décharge électrique), de leur flux et de leurs énergies cinétiques [2]. La connaissance des processus physiques qui expliquent la décharge électrique est d'une importance primordiale. D'autre par les paramètres physiques et électriques de cette décharge sont d'une grande utilité dans l'étude des spectres expérimentaux émis et leur modélisation aussi dans le calcul des spectres théoriques.

Introduction Générale

La technique pouvant être utilisée pour le diagnostic est la spectroscopie d'émission optique. Elle est fréquemment utilisée dans la caractérisation des plasmas de décharge électrique. L'étude de la lumière émise par la décharge permet de recueillir beaucoup d'informations sur les paramètres internes de la décharge [3].

Le but de notre travail est la détermination de la densité électronique et des densités des espèces chargées dans une décharge électrique provoquée dans un gaz d'hélium. Il est demandé aussi de déterminer la température électronique du milieu.

Afin, d'atteindre les objectifs assignés à notre travail, notre thèse est constituée d'une introduction générale, de cinq chapitres et d'une conclusion générale.

Dans le premier chapitre, nous donnerons quelques définitions relatives aux plasmas d'une manière générale, la classification des plasmas et leurs paramètres caractéristiques. Nous présenterons aussi les lois de l'équilibre thermodynamique complet, et les différents cas d'équilibres thermodynamiques. Quelques applications de plasmas froids sont présentées en particuliers des applications dans le domaine de traitement des matériaux.

Le deuxième chapitre est consacré à une présentation des processus fondamentaux de décharges électriques et la nécessité de faire appel aux types de décharge électrique. Ce chapitre présente une étude particulière des collisions entre particules.

Le troisième chapitre est un rappel d'étude théorique des profils des raies et des principales causes d'élargissement dans les plasmas. Il est présenté aussi les techniques de diagnostic et d'analyse par la spectroscopie du plasma. Il se trouve des cas où la spectroscopie des plasmas est la seule technique de diagnostic.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons notre modèle numérique pour le calcul de profil de raies. Nous présentons aussi une description du dispositif expérimental utilisé pour enregistrer des spectres émis. Nous avons étudié les intensités relatives des pics pour le diagnostic dans un milieu hors équilibre thermodynamique local.

Introduction Générale

Dans le cinquième et dernier chapitre, nous exposons et nous discutons nos résultats. Nous comparons nos résultats avec les spectres expérimentaux obtenus par V. A. Shakhatov [4]. L'analyse des résultats permet de déterminer la densité électronique et la température électronique du milieu.

A la fin, cette thèse est clôturée par une conclusion générale qui résume le travail accompli ainsi que les perspectives envisageables.

Chapitre I : Les Plasmas et leurs Applications

Chapitre I : Les Plasmas et leurs Applications

I.1. Les plasmas

I.1.1. Définition

Le mot « plasma » a été utilisé pour la première fois par le physicien Irving Langmuir en 1928 lorsqu'il observait le comportement du gaz ionisé dans des tubes à décharge [5]. Dans la nature, le plasma constitue le quatrième état de la matière et fait suite, dans l'ordre croissant des températures, aux états solides, liquides et gazeux.

L'apport d'énergie cinétique aux matières gazeuses conduit dans un premier temps à la dissociation des molécules neutres, avant de provoquer une ionisation des atomes et des molécules. Ce processus aboutit à la formation d'un mélange de molécules neutres, d'atomes, d'ions chargés positivement et négativement, et d'électrons. Ce matériau hétéroclite est appelé plasma.

Le plasma est l'état le plus répandu à l'échelle de l'univers. En revanche, il n'apparaît sur terre que dans de rares états naturels, sous des formes et des intensités diverses. Les plasmas naturels les plus fréquents et les plus visibles sont les éclairs, tels qu'on les observe pendant les orages et les étincelles de décharges électriques aux quels on peut ajouter les aurores boréales et australes, ainsi que les flammes [6].

I.1.2. Classification des plasmas

Deux catégories de plasmas sont définies : les plasmas naturels qui composent 99% de l'univers, et les plasmas créés par l'homme. Comme nous l'avons vu, le plasma est constitué d'électrons, d'ions et de particules neutres. Le milieu est caractérisé par les densités : N_e pour les électrons, N_i pour les ions et N_o pour les neutres. Généralement l'état cinétique des différentes espèces est caractérisé par les trois températures T_e, T_i et T_o , respectivement température des électrons, des ions et des particules neutres.

Chapitre I : Les Plasmas et leurs Applications

Très souvent on se base sur la densité électronique et la température électronique pour classifier les plasmas. Devant cette classification, la physique des plasmas couvre un domaine de densité électronique allant de 10^6 m^{-3} (espace interstellaire) à 10^{30} m^{-3} (plasmas dans les métaux, étoiles). Les températures électroniques peuvent varier de 10^2 eV (espace interstellaire, décharges froides), à 10^4 eV (intérieur des étoiles, plasmas de fusion). On peut citer quelques plasmas typiques :

- Les plasmas ultradenses (chauds), correspondant à des températures supérieures à 10^6 K et des densités électroniques comprises entre 10^{20} et 10^{25} particules par cm^{-3} . Ils sont réalisés, de nos jours en laboratoire grâce à l'utilisation de lasers de puissance.
- Les plasmas froids de laboratoire, où les ions restent à des températures inférieures à 10^3 K alors que les électrons sont à des températures élevées. Ils sont créés par décharges électriques dans les gaz (plasmas de décharge pincée (z-pinch)) ou obtenus dans les réacteurs à plasma où le plasma est confiné magnétiquement, ou ceux engendrés par couplage inductif avec un système « radiofréquence ».
- Les plasmas thermiques : ils sont caractérisés par des températures de fonctionnement supérieure à 3000 K (utilisation des décharges d'arc pour la soudure, la découpe, la projection de matière, ...).
- Les plasmas d'astrophysique dont la densité électronique est supérieure à 10^{23} particules par cm^{-3}

Les valeurs typiques de température et de densité électronique concernant les plasmas naturels et ceux qui sont produits dans les laboratoires, sont représentées dans un diagramme d'équilibre (Figure I.1).

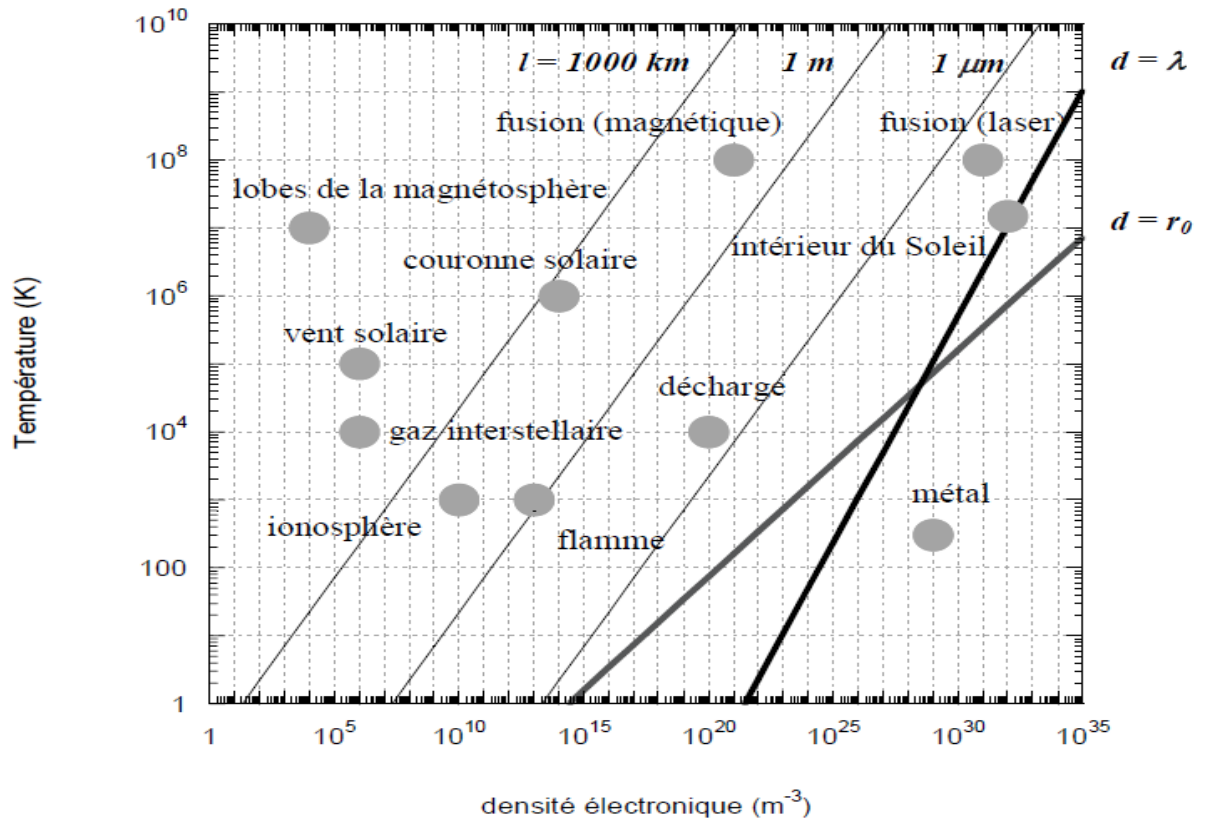


Figure (I-1): Classification des plasmas [7]

I.1.3. Paramètres électriques d'un plasma

Le plasma obtenu est caractérisé par plusieurs paramètres internes ; parmi ces paramètres on cite :

- 1 Le potentiel plasma
- 2 Le potentiel Flottant
- 3 Longueur de Debye
- 4 Fréquence plasma
- 5 Longueur de Landau
- 6 Rayon de la sphère ionique
- 7 Paramètre de couplage

I.1.4. Les plasmas et l'équilibre thermodynamique

Considérant un plasma contenu dans une enceinte de volume V , le nombre total N de particules est obtenu en faisant la somme du nombre N_k de particules par espèce. Les différents constituants du plasma ont des collisions entre eux et avec les parois de l'enceinte.

Dans les lois que nous allons préciser, ces multiples collisions sont responsables de l'équilibre thermodynamique du milieu [8].

I.1.4.1. Fonction de distribution des vitesses

Si les parois de l'enceinte sont maintenues à une température constante T et en raison des multiples collisions des particules, la fonction de distribution de chaque espèce du plasma tend vers la fonction de distribution d'équilibre. Le temps nécessaire à cet établissement dépend de la fréquence des collisions entre particules.

La fonction de distribution à l'équilibre est donnée par la relation suivant [9].

$$f(v)dv = \left(\frac{m}{2\pi K_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2K_B T}\right) 4\pi v^2 dv = \frac{dN}{N} \quad (\text{I-1})$$

Elle est connue sous le nom de la loi de Maxwell.

Avec

N est le nombre total de particules de l'espèce considérée,

m leur masse, K_B la constante de Boltzmann et T est la température du milieu.

Cette loi permet de connaître le nombre dN de particules d'une espèce donnée dont la vitesse est comprise entre v et $v + dv$.

Les collisions élastiques sont responsables des transferts d'énergie cinétique entre particules, donc la température du milieu est liée à l'énergie cinétique moyenne par la relation :

$$m \frac{\langle v^2 \rangle}{2} = \frac{3}{2} K_B T \quad (\text{I-2})$$

T est la température cinétique T_{cin}

I.1.4.2. Loi de Boltzmann

Chaque particule d'un plasma peut être décrite en introduisant ses degrés de liberté externes et internes. Les variables externes traduisent les mouvements de translation entre les collisions.

Les variables internes expriment, pour les particules neutres et les ions, leurs états d'excitation possibles. L'énergie de chaque particule du plasma peut alors être décomposée en quatre termes :

$$E_i = E_i^t + E_i^e + E_i^v + E_i^r \quad (\text{I-3})$$

avec : E_i^t est l'énergie cinétique de translation

E_i^e est l'énergie d'excitation électronique

E_i^v est l'énergie d'excitation vibrationnelle

E_i^r est l'énergie d'excitation rotationnelle

Pour une espèce particulière du plasma. Le nombre N_i particules parmi les N de cette espèce qui se trouve dans l'état d'excitation E_i est donnée par la relation [8] :

$$N_i = N \frac{g_i}{B(T)} \exp\left(-\frac{E_i}{K_B T}\right) \quad (\text{I-4})$$

Elle est appelée de la loi de Boltzmann.

Où g_i est le poids statistique de l'état E_i ; c'est un produit de degrés de dégénérescence par type de niveaux :

$$g_i = g_i^t \cdot g_i^e \cdot g_i^v \cdot g_i^r \quad (\text{I-5})$$

et $B(T)$ est la fonction de partition, elle est donnée par :

Chapitre I : Les Plasmas et leurs Applications

$$B(T) = B^t(T)B^e(T)B^v(T)B^r(T) \quad (\text{I-6})$$

où $B^t(T)$, $B^e(T)$, $B^v(T)$ et $B^r(T)$ sont les fonctions de partition de translation, électronique, vibrationnelle et rotationnelle définies par :

$$B^t(T) = \sum_i g_i^t \exp\left(-\frac{E_i^t}{K_B T}\right) \quad (\text{I-7})$$

$$B^e(T) = \sum_i g_i^e \exp\left(-\frac{E_i^e}{K_B T}\right) \quad (\text{I-8})$$

$$B^v(T) = \sum_i g_i^v \exp\left(-\frac{E_i^v}{K_B T}\right) \quad (\text{I-9})$$

$$B^r(T) = \sum_i g_i^r \exp\left(-\frac{E_i^r}{K_B T}\right) \quad (\text{I-10})$$

où $B^t(T)$ est une fonction de partition externe $B^{ext}(T)$ et $B^e(T)$, $B^v(T)$ et $B^r(T)$ sont des fonctions de partition internes ($B^{int}(T) = B^e(T)B^v(T)B^r(T)$).

Donc on peut écrire la fonction de partition sous la forme :

$$B(T) = B^{ext}(T)B^{int}(T) \quad (\text{I-11})$$

Au cours des collisions inélastiques, les populations des états excités sont modifiées en raison des transferts d'énergie.

Lorsque l'équilibre d'excitation est atteint, les états excités se répartissent suivant cette loi (loi de Boltzmann).

Le rapport des populations de deux niveaux i et j d'un atome ou d'un ion sera [9]:

$$\frac{N_j}{N_i} = \frac{g_j}{g_i} \exp\left(-\frac{(E_j - E_i)}{K_B T}\right) \quad (\text{I-12})$$

Chapitre I : Les Plasmas et leurs Applications

La distribution d'états excités (I-1) est stable dès que la température T est constante. Cette température est appelée la température d'excitation T_{exc} .

I.1.4.3. Loi d'Arrhénius

Les collisions réactives sont responsables de la variation du nombre N_k de particules par espèce. A chaque type de réaction correspond une énergie déterminée par les réactants et les produits.

Considérons la collision réactive réversible :



Où ΔE_{PQ} est l'énergie de réaction.

Lorsque l'équilibre réactif est atteint, la répartition des espèces est donnée par la loi d'Arrhénius :

$$A(T) = \frac{N_X N_Y}{N_P N_Q} = A_o \exp\left(-\frac{\Delta E_{PQ}}{K_B T}\right) \quad (\text{I-14})$$

où N_P , N_Q sont les densités de réactances et N_X , N_Y sont ceux des produits.

$A(T)$ est la constante d'équilibre qui dépend de la température :

$$A(T) = A_o \exp\left(-\frac{\Delta E_{PQ}}{K_B T}\right) \quad (\text{I-15})$$

Avec

$$A_o = \frac{m_X m_Y}{m_P m_Q} \frac{B_X^{\text{int}}(T) B_Y^{\text{int}}(T)}{B_P^{\text{ext}}(T) B_Q^{\text{ext}}(T)} \quad (\text{I-16})$$

Où m_P , m_Q , m_X et m_Y sont les masses des réactants et des produits, T est la température de réaction $T_{\text{réa}}$.

Cette loi permet de mesurer l'influence de la température sur l'équilibre réactif [8, 10].

I.1.4.4. Loi de Guldberg- Waage

L'équilibre correspondant aux réactions de dissociation- recombinaison, c'est à dire :



Il est décrit par la loi de Guldberg- Waage [1]:

$$\frac{N_P N_Q}{N_{PQ}} = A_1(T) \exp\left(-\frac{E_{\text{dis}}}{K_B T}\right) \quad (\text{I-18})$$

en posant :

$$A_1(T) = \frac{B_P^{\text{int}}(T) B_Q^{\text{int}}(T)}{B_{PQ}^{\text{int}}(T)} \frac{(2\pi\mu K_B T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \quad (\text{I-19})$$

Avec : $\mu = \frac{m_P m_Q}{m_P + m_Q}$ est la masse réduite

$E_{\text{dis}} = \Delta E_{PQ}$ est l'énergie de dissociation

h est la constante de Planck

T est la température de dissociation T_{dis}

I.1.4.5. Loi de Saha- Eggert

Toujours dans les collisions réactives. Un atome Q s'ionise en donnant un ion Q^+ et un électron :



L'équilibre entre l'ionisation et la recombinaison est donné par la loi de Saha- Eggert (en 1920) [1, 20]

$$\frac{N_e N_i}{N_o} = A_2(T) \exp\left(-\frac{(E_{ion} + \delta E)}{K_B T}\right) \quad (\text{I-21})$$

- où E_{ion} est l'énergie d'ionisation.
 δE est la correction d'énergie.
 N_i est la densité d'ions positifs.
 N_o est la densité des neutres.
 N_e est la densité électronique.

Avec

$$A_2(T) = \frac{B_e^{\text{int}}(T) B_{Q^+}^{\text{int}}(T)}{B_Q^{\text{int}}(T)} \frac{(2\pi\mu K_B T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \quad (\text{I-22})$$

- où $B_e^{\text{int}}(T) = 2$ (la fonction de partition pour les électrons)
 $\mu \approx m_e$ (la masse de l'électron)

La relation (I-21) devient :

$$\frac{N_e N_i}{N_o} = \frac{2 \times B_{Q^+}^{\text{int}}(T)}{B_Q^{\text{int}}(T)} \frac{(2\pi m_e K_B T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \exp\left(-\frac{(E_{ion} + \delta E)}{K_B T}\right) \quad (\text{I-23})$$

Cette loi permet de déterminer le degré d'ionisation d'un milieu en équilibre thermodynamique et dans lequel T est la température d'ionisation T_{ion} [8, 10, 11].

I.1.4.6. Loi de Planck

Pour une enceinte fermée maintenue à une température constante, certaines particules s'excitent ou s'ionisent avec absorption de rayonnement, d'autres se dés excitent ou se recombinent avec émission de rayonnement. La densité d'énergie par unité de fréquence de ce rayonnement à l'équilibre est donnée par la loi de Planck [8, 9, 12] :

$$U_\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{E_{ph}}{K_B T}\right) - 1} \quad (\text{I-24})$$

Avec E_{ph} : est énergie d'un photon $h\nu$

Cette loi est valable pour les rayonnements de corps noirs

I.1.5. L'équilibre thermodynamique complet

Pour un gaz neutre dans une enceinte de volume V dont les parois sont maintenues à une température constante T_{par} , en raison des collisions des neutres entre eux et avec les parois, un équilibre thermodynamique s'établit, la fonction de distribution des vitesses du gaz tend, au cours du temps, vers la fonction de Maxwell-Boltzmann. La température cinétique est alors égale à la température des parois en tout point, le gaz étant réparti uniformément dans le volume. Le système atteint un état stationnaire caractérisé par des gradients nuls de température et de densité :

$$\bar{\nabla}T = 0, \bar{\nabla}N = 0 \quad (\text{I-25})$$

Si on augmente la température des parois, l'énergie cinétique des neutres augmente. Pour une température cinétique de l'ordre du centième d'électronvolt, les niveaux d'excitation rotationnels du gaz neutre (s'il est moléculaire) peuvent être peuplés par des collisions inélastiques. Pour des températures de l'ordre du dixième d'électronvolt les niveaux d'excitation vibrationnels peuvent être peuplés, les mécanismes d'excitation électronique, de dissociation et d'ionisation apparaissent. Les multiples collisions entre les différentes espèces de particules formées sont responsables d'un nouvel état d'équilibre stationnaire.

Les collisions élastiques assurent l'égalité entre les différentes températures cinétique et la température des parois.

Les collisions inélastiques transforment une partie de l'énergie cinétique en énergie potentielle d'excitation : les niveaux d'excitation électronique des neutres et des ions sont peuplés et leur répartition statistique suit la loi de Boltzmann, la température d'excitation T_{exc} devenant alors égale à la température cinétique T_{cin} . Ces niveaux excités émettent des photons qui sont réabsorbés par d'autres atomes ou ions du plasma, l'enceinte fermée se comportant comme un corps noir dont la densité d'énergie par unité de fréquence suit la loi de Planck : la température de radiation T_{rad} est alors égal à la température d'excitation T_{exc} .

Les collisions réactives engendrent des processus de dissociation et d'ionisation par choc (conversion d'une partie de l'énergie cinétique en énergie potentielle). A l'équilibre, les températures de dissociation T_{dis} et d'ionisation T_{ion} sont égales à la température cinétique T_{cin} : les répartitions de particules par espèce suivent les lois de Guldberg-Waage et Saha-Eggert.

En conséquence, l'équilibre thermodynamique complet (E.T.C) se traduit par l'égalité de toutes les températures et l'absence de gradient de température et de densité dans un plasma homogène et stationnaire [8].

I.1.6. L'équilibre thermodynamique local

L'équilibre thermodynamique complet n'est réalisé que si le rayonnement est entièrement emprisonné dans le plasma, c'est à dire si l'enceinte contenant le gaz ionisé est un corps noir. Cette condition implique que le plasma est optiquement épais pour toutes les longueurs d'onde, ce qui impose au rayonnement d'être complètement réabsorbé par les particules. En pratique, cette situation ne peut exister qu'au cœur des étoiles, le taux de fuite du rayonnement étant important dans le cas des plasmas de laboratoire.

Donc les plasmas de laboratoire ne sont pas à l'équilibre thermodynamique complet puisque leur densité n'est pas assez grande et leur volume est trop petit pour que les photons émis soient réabsorbés par la matière. En conséquence, ils constituent des milieux "optiquement minces" laissant s'échapper la plus grande partie du rayonnement émis par les particules excitées du plasma[8]. Dans ce cas l'analyse de rayonnement sortant montre que la répartition de l'énergie n'est pas continue mais présente des discontinuités, des raies d'absorption ou d'émission [9]. Ce rayonnement sortant ne suit donc pas la loi de Planck, le flux d'énergie radiative n'est pas nul dans l'enceinte dans laquelle existent vraisemblablement des gradients de température. Pour ce cas les astrophysiciens ont introduit l'équilibre thermodynamique local.

On remplace le système unique à la température T par un ensemble de sous- systèmes aux températures $T_1, T_2, T_3 \dots$ tels que le flux d'énergie entre deux niveaux soit faible.

Dans chacun de ces sous systèmes sont vérifiés localement les lois de Boltzmann, Maxwell, Saha à la température du sous- système. Il y a encore une micro- réversibilité des processus dus aux collisions. Par contre le rayonnement ne suivra pas la loi de Planck, il n'y a plus micro- réversibilité des processus dus au rayonnement.

Cet équilibre thermodynamique local peut également être appliqué en physique des plasmas où l'on peut décomposer l'enceinte en un ensemble de sous- systèmes chacun en l'équilibre thermodynamique local (toutes les lois, à l'exception de celle de Planck, sont valables localement)[8, 9].

Bien que les plasmas de laboratoires constituent des milieux optiquement minces, quelques raies spectrales présentent des effets d'opacité (**K. Chenini**) [13].

I.1.7. Equilibre thermodynamique local partiel

Lorsque la densité est trop faible (en particulier la densité électronique), le nombre de collision par unité de temps n'est plus suffisant pour assurer la micro réversibilité de ces deux niveaux. L'équilibre de Boltzmann n'est alors réalisé que pour les états les plus excités (proches de la limite d'ionisation)[14]. Les niveaux d'énergie voisins du niveau fondamental ont des temps de vie radiatifs tellement courts comparés au temps entre deux collisions électron-particule neutre qu'ils se dépeuplent de façon radiative plutôt que par collision électronique, échappant ainsi à la cinétique des électrons (loi de Saha et loi de Boltzmann); par contre les niveaux supérieurs, ceux situés sous le premier niveau de l'ion, parce qu'ils subissent un plus grand nombre de collisions que les états inférieurs sont en équilibre collisionnelles avec les électrons, et la loi de Boltzmann permet de déterminer leur densité de population. Par ailleurs, la température du gaz (principalement celle des atomes dans l'état fondamental parce qu'ils sont plus nombreux), notée T_g , est telle que [9].

I.1.8. Loi de Dalton

La pression totale P du plasma est reliée aux températures T_i de chacune des catégories de particules du milieu par l'intermédiaire de la densité de ces particules [15] :

$$p = \sum_i P_i = \sum_i K_B T_i N_i \quad (\text{I-26})$$

I.1.8. Loi de neutralité électrique

Le plasma est électriquement neutre [15].

$$N_e q_e + N_p q_p + N_n q_n = 0 \quad (\text{I-27})$$

$$N_e = \sum_i z N_i^z$$

« N_e »: La densité de électrons.

« q_e »: La charge de électrons.

« N_p »: La densité de ion positif.

« q_p »: La charge de ion positif.

« N_n »: La densité de ion négatif.

« q_n » : La charge de ion négatif.

I.2. Applications des plasmas

La diversité des plasmas et de leurs particularités physiques et cinétiques se reflète dans le grand nombre des méthodes disponibles pour produire de manière artificielle des plasmas destinés à recherche et à la des applications industrielles. Parmi les domaines d'études et d'applications des plasmas on a le traitement de surface et élaboration des couches minces [16,17]

Depuis l'introduction des procédés par plasma dans la micro-électronique, vers la fin des années 60 [18], les applications se sont étendues à la quasi totalité des technologies importantes, telles que les industries aéronautiques et automobiles, les écrans, dans le secteur médical, les textiles, l'emballage, le nettoyage, etc. ...

I.2.1. Les traitements de surface réalisables avec un plasma froid

Les plasmas froids présentent un fort potentiel pour les traitements de surface. En effet, si les espèces énergétiques qui sont créées dans le plasma (photons, ions, molécules ou atomes excités) ont assez d'énergie pour casser des liaisons à la surface, elles n'ont pas suffisamment pour pénétrer dans le matériau au-delà de quelques dizaines de nm. De plus, ces mêmes espèces ainsi que les radicaux peuvent réagir avec les atomes de la surface modifiant ainsi la composition chimique de la surface du matériau. Lorsque le gaz contient du silicium ou du carbone, ces atomes peuvent se déposer et conduire à la formation d'une couche. Par contre, les réactions de surface peuvent également conduire à la formation de groupements volatiles comme CO_x , H_2 ,

Chapitre I : Les Plasmas et leurs Applications

SiF_x et ainsi enlever de la matière au matériau initial. Ainsi, sous le terme générique traitement de surface, on regroupe : l'activation de surface, les dépôts de couches minces, la gravure ou le nettoyage, et la stérilisation. Nous décrirons brièvement les principes de chacun de ces traitements [19] :

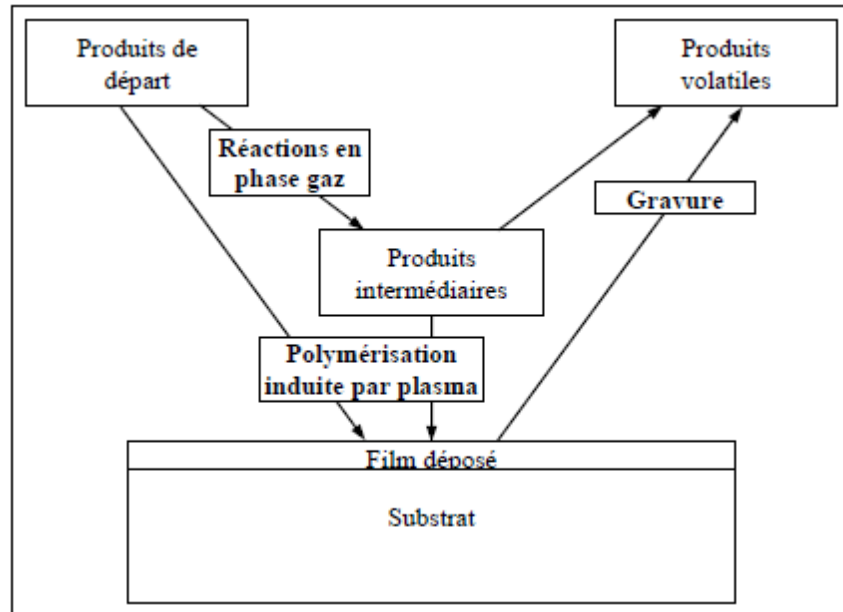


Figure (I-2): Mécanismes intervenant dans une polymérisation par plasma [19,20]

I.2.2. Gravure et Nettoyage

Dans les cas où les conditions de traitement sont trop fortes, par exemple lorsque la puissance délivrée par le générateur est très importante, des réactions d'ablation de la surface apparaissent [21]. Lorsque cette ablation est involontaire, on parle de dégradation de la surface. Cependant, cette propriété peut également être utilisée volontairement, par exemple, pour enlever une couche de contamination ou des additifs de faible poids moléculaire qui ont migré en surface du matériau. On parlera dans ce cas de nettoyage de la surface. Enfin, lorsqu'il s'agit d'une ablation volontaire d'une partie du matériau, on parle généralement de gravure.

I.2.3. Stérilisation

Un plasma froid peut également être utilisé afin de décontaminer un matériau ou un aliment [22]. L'utilisation d'un plasma froid est intéressante par rapport aux méthodes traditionnelles dans le cas où le matériau à traiter ne supporte pas une température trop élevée ou un traitement chimique. Les espèces actives utilisées pour la stérilisation sont principalement les photons UV émis par le plasma qui peuvent pénétrer profondément dans le matériau et les radicaux qui réagissent avec la surface.

I.3. Conclusion

Les plasmas froids permettent de réaliser des traitements non polluants contrairement aux traitements chimiques habituellement utilisés. Ils peuvent être employés pour de nombreuses applications. En effet, il suffit ainsi de changer le mélange gazeux, la configuration de la cellule ou bien les conditions d'excitation électrique pour réaliser un traitement totalement différent. Après avoir été principalement cantonnés aux procédés basse-pression nécessitant l'emploi d'un système de pompage coûteux et peu pratique pour un traitement en ligne, les applications à pression atmosphérique se développent de plus en plus. Leur principal avantage est de pouvoir s'insérer directement dans une chaîne de traitement en ligne. A pression atmosphérique, mis à part pour les procédés d'activation de surface qui sont d'ores et déjà utilisés industriellement sous le nom de procédé Corona dans l'air [23- 25] et d'Aldyne dans l'azote [26], les autres sont encore principalement en cours de développement en laboratoire [27- 31]. Des études récentes menées au sein de laboratoires concernant le traitement de films polymères [33] ainsi que les dépôts de couches minces [32] par plasma froid à la pression atmosphérique, ont montré l'importance de la puissance dissipée dans la décharge [19].

La majorité des procédés de fabrication reposent sur les multiples décharges électriques qui se déroulent sous pression atmosphérique. Dans le chapitre suivant, nous présentons une étude des décharges électriques.

Chapitre II : Physique des Décharges Electriques

Chapitre II : Physique des Décharges Electriques

II.1. Introduction

A leur état normal de température et de pression, les gaz sont des isolants parfaits [34]. Cependant, si l'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 [35]. Les phénomènes complexes qui se produisent alors portent le nom de décharge électrique dans les gaz.

II.2. Paramètres électriques 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.2.1. 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 :

$$\text{div } \vec{E} = -\rho/\epsilon_0 \quad (\text{II-1})$$

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

D'où :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}U \quad (\text{II-2})$$

II.2.2. 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

$$f \equiv f(t, r, v)$$

Pour les molécules poly atomiques, 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, principalement, trois fonctions de distribution qui sont : *Fermi-Dirac*, *Bose-Einstein* et celle de *Maxwell-Boltzmann* [36], [37].

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* ; elle est définie par :

$$f_M = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{-mv^2}{2k_B T} \right) \quad (\text{II-3})$$

m , K_B 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 et le coefficient d'attachement sont obtenus grâce à la fonction de distribution des particules suivant les relations :

$$\frac{\alpha}{N} = \frac{1}{v} \left(\frac{2e}{m} \right) E \int \frac{1}{2} m v^2 \sigma_i(v) f(v) dv \quad (\text{II-4})$$

$$\frac{\eta}{N} = \frac{1}{v} \left(\frac{2e}{m} \right) E \int \frac{1}{2} m v^2 \sigma_{at}(v) f(v) dv \quad (\text{II-5})$$

Chapitre II : Physique des Décharges Electriques

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 calculer : la densité, la vitesse moyenne, les quantités de mouvement et l'énergie moyenne des particules constituant le gaz.

II.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*, la physique des plasmas....Ces collisions se passent, soit entre les particules élémentaires et les systèmes atomiques, soit entre les systèmes atomiques eux-mêmes [38]

Le plasma est un milieu très complexe contenant un grand nombre de particules de natures différentes. Lorsque deux particules initialement séparées par une distance δ s'approchent l'une de l'autre, elles commencent à interagir et si, après cette interaction, un changement mesurable s'est produit, on dit qu'une collision a eu lieu.

En raison de l'agitation thermique de chacun de ses constituants, de multiples collisions se produisent au sein du plasma, permettant des transferts de quantité de mouvement et d'énergie entre les particules. Ces effets ont une importance capitale, puisqu'ils permettent au plasma d'atteindre un état d'équilibre.

Pour décrire les mécanismes de collision, deux échelles d'observation du milieu sont proposés :

- L'échelle microscopique, où les particules sont identifiées à des points matériels en mouvement, leurs déplacements étant repérés dans le référentiel du laboratoire.
- L'échelle sub-microscopique, permettant d'accéder à la structure interne des particules, les mouvements de leurs constituants élémentaires (noyaux, électrons liés) seront étudiés dans le référentiel de leur centre de masse.

Donc, pour chaque particule du plasma on peut définir des degrés de liberté internes (sub-microscopique) et externes (microscopique).

Les collisions au sein du plasma peuvent provoquer des échanges entre les degrés de liberté internes et externes de chaque particule [8, 39]. Pour simplifier les mécanismes de collisions, on suppose que le plasma est suffisamment dilué, et nous admettrons que les collisions à deux corps dominantes et que la durée d'une collision est petite devant l'intervalle de temps entre deux collisions successives. Ces hypothèses permettent de considérer la collision comme un problème à deux corps isolés du reste du système.

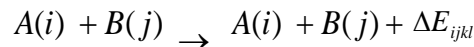
Si on considère un faisceau de particules A qui se dirigent vers une particule cible B ; trois processus peuvent être distingués :

II.3.1 Types des collisions

Appelons $A(i), B(j)$ les deux particules avant le choc et $C(k), D(l)$ les produits de la collision où i, j, k et l sont leurs états internes (excitations électronique, vibrationnelle, rotationnelle) et ΔE_{ijkl} la variation globale d'énergie interne au cours du choc. Cela permet donc de classer les collisions en trois types :

II.3.1.1. Collisions élastiques

Les deux particules A et B sont diffusées sans aucun changement dans leur structure interne, il y a seulement une simple déviation de la trajectoire des particules (Figure (11-1)) accompagnée d'un transfert moyen d'énergie cinétique ;



avec $\Delta E_{ijkl} = 0$

Macroscopiquement, ces collisions se traduisent par des phénomènes de diffusion et de transfert de quantité de mouvement et d'énergie. La fraction d'énergie E_{AB} transférée d'une

Chapitre II : Physique des Décharges Electriques

particule de masse m à une particule de masse M est, quel que soit l'angle de déviation, donnée par la relation suivante [10] :

$$E_{AB} = \frac{2mM}{(M+m)^2} \quad (\text{II-6})$$

si $m \ll M$

$$E_{AB} = \frac{2m}{M} \quad (\text{II-7})$$

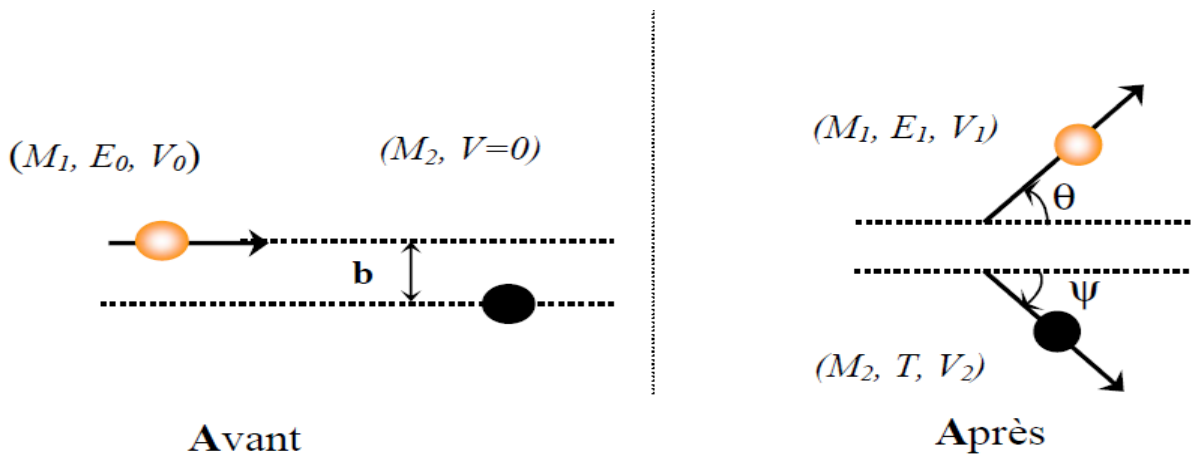
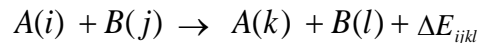


Figure (II-1): Collision élastique (interaction binaire ion-atome)[40]

II.3.1.2. collisions inélastiques

Les deux particules A et (ou) B subissent un changement de leur état quantique interne par exemple :



Lorsque la collision est résonnante (c'est-à-dire le transfert d'énergie est parfaitement réalisé entre les états i, j , et k, l); $\Delta E_{ijkl}=0$

L'ionisation, la recombinaison, l'excitation, et la dissociation sont toutes des collisions inélastiques [38].

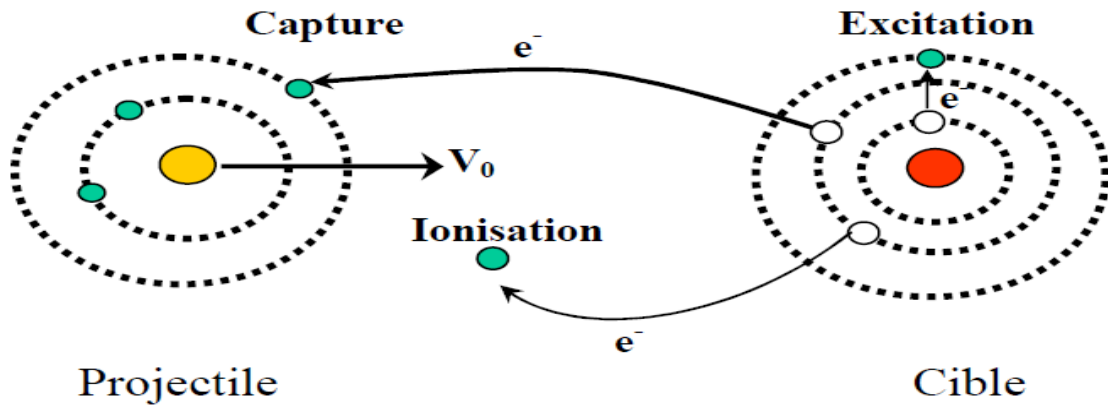
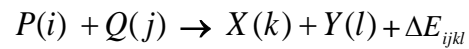


Figure (II-2): Collision inélastique (interaction projectile chargé-atome)[41]

II.3.1.3. Collisions réactives

Le système composé $(A + B)$ [38] : se divise en deux particules C et D différentes des **particules initiales** A et B suivant l'équation

Les collisions réactives donnent des produit $X(k), Y(l)$ différents des particules initiales.



Avec $\Delta E_{ijkl} \neq 0$

Ou il en résulte plus de deux particules ; Ce processus de collision est appelé réaction.

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.3.2. Section efficace

La section efficace est le nombre de collisions par unité de particules diffusées, et est le rapport du flux de particules incidentes par rapport à la particule cible. La section efficace est généralement indépendante du flux de particules incidentes alors on peut la mettre égal à l'unité. Ainsi, la section efficace peut être aussi définie comme étant la probabilité de transition par unité de temps, par unité cible et par unité de flux de particules incidentes [38].

Considérons deux jets de particules $A(i)$, $B(j)$ se croisant dans l'espace. Soit n_1, n_2 leur densités numériques et \vec{W}_1, \vec{W}_2 leur vitesses dirigées. Les deux faisceaux définissent dans l'espace une zone de collision de volume dV .

Afin de simplifier la description physique de la collision, nous supposons que chaque jet est monocinétique (c'est-à-dire les particules ont toutes la même vitesse dirigée et que les densités, n_1 et n_2 de chaque espèce sont suffisamment faibles pour pouvoir négliger les interactions au sein d'un même faisceau [39]. On considère deux particules (A, B) de masses m_A et m_B , de vitesses \vec{W}_A, \vec{W}_B respectivement. Dans un repère fixe par rapport à B , la vitesse relative de ces particules est :

$$\vec{W} = \vec{W}_A + \vec{W}_B \quad (\text{II-8})$$

Si l'on suppose qu'un flux F_A de particules A tombe à la vitesse \vec{W} sur la particule cible B , un certain nombre de particules dN_A sera dévié. Ces particules sont déterminées en plaçant un détecteur de surface d'entrée dS_D a une distance r_D de la région de collision dV . Celle-ci est donc observée suivant un angle solide $d\Omega$

$$d\Omega = \frac{dS_D}{r_D^2} = \sin \theta . d\theta . d\varphi \quad (\text{II-9})$$

On peut alors écrire :

$$dN_A = F_A . \sigma(\vec{W}, \theta, \varphi) . d\Omega \quad (\text{II-10})$$

Chapitre II : Physique des Décharges Electriques

Où $\sigma(\vec{W}, \theta, \varphi)$ est la section efficace différentielle de collision.

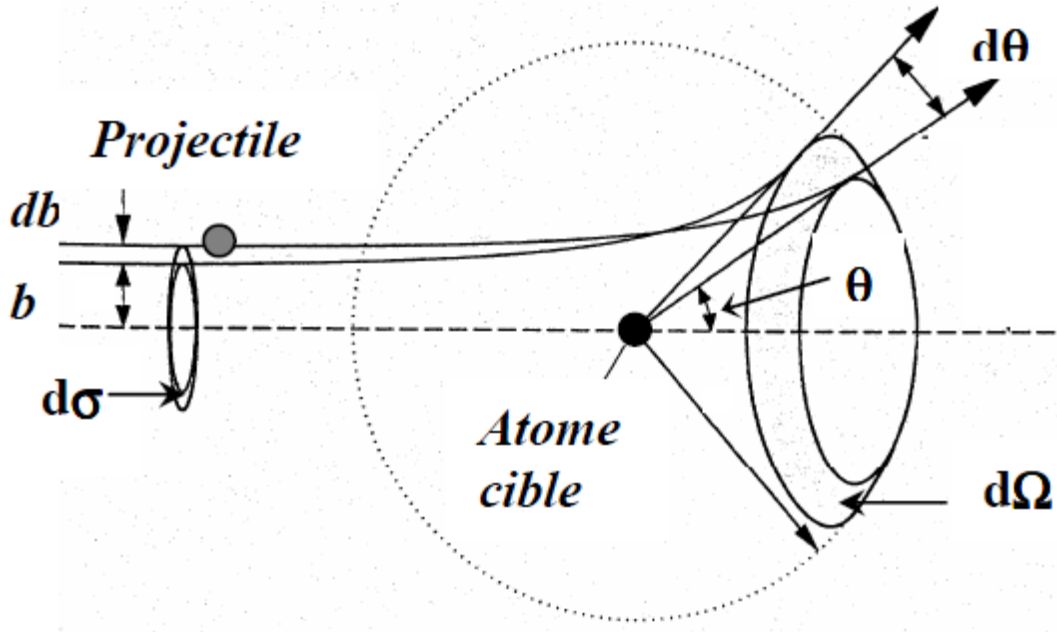


Figure (II-3): Section efficace de diffusion [41]

Si on intègre l'équation (II-10) sur tous les angles on trouve :

$$N_A = F_A \cdot \sigma_o(\vec{W}) \quad (\text{II-11})$$

avec σ_o la section efficace de collision totale.

En mécanique quantique, l'expression du **flux** F_A **des particules** A peut être écrite comme suit [42] :

Où la densité du courant de particules J est donné par :

$$F_A = \left(\frac{i\hbar}{2m} \right) (\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi) \quad (\text{II-12})$$

ψ : est la fonction d'onde solution de l'équation de Schrödinger :

Puisqu'on a de différents types de collision, on peut définir de différentes sections efficaces pour chaque type. La section efficace totale est la somme de toutes les sections efficaces [38] :

II.3.3. Fréquence de collision

La fréquence de collision est définie comme l'inverse du temps entre deux collisions successives. On peut la calculer en déterminant le flux des particules de type A dirigées vers une particule B située dans un volume dr^3 :

$$F_A = n_A \cdot \bar{W}_{AB} \quad (\text{II-13})$$

avec

\bar{W}_{AB} : vitesse moyenne relative de A par rapport à B .

Le nombre total de particules déviées n_d par toutes les particules B dans dr^3 est :

$$n_d = (n_A \bar{W}_{AB} \sigma_o)(n_B dr^3) \quad (\text{II-14})$$

σ_o : section efficace de collision $A B$

n_A : densité des particules A

n_B : densité des particules B

En divisant l'équation (II-14) par $n_A dr^3$, on obtient les fréquences de collisions ν_{AB} :

$$\nu_{AB} = n_B \cdot \sigma_o \cdot \bar{W}_{AB} \quad (\text{II-15})$$

La fréquence de collision d'un électron avec une particule neutre est beaucoup plus importante que celle d'un ion avec la même particule [15].

On peut définir aussi le temps de collision τ_{AB} par la relation suivante :

$$\tau_{AB} = \frac{1}{\nu_{AB}} \quad (\text{II-16})$$

II.3.4. Le libre parcours moyen

Le libre parcours moyen d'une particule A est la distance moyenne parcourue avant d'effectuer une collision avec une autre particule B .

A partir de la fréquence de collision, on peut calculer le libre parcours moyen de la particule A par la relation suivante [14] :

$$l_{AB} = \frac{\bar{W}_A}{\bar{v}_{AB}} \quad (\text{II-17})$$

avec

\bar{W}_A : la vitesse moyenne de la particule A

\bar{v}_{AB} : la fréquence moyenne de collision.

Lors d'une collision électrons- neutres (c'est à dire : A est un électron, B est un atome neutre), la vitesse moyenne \bar{W}_A des particules A et la vitesse relative \bar{W}_{AB} sont égaux, alors la relation (II-17) devient :

$$l_{AB} = \frac{1}{n_o \cdot \sigma_o} \quad (\text{II-18})$$

Où n_o est la densité des particules neutres.

Si nous appliquons la loi des gaz parfaits sur cette expression (II-18) nous trouvons que :

$$l_{AB} = \frac{K_B T_o}{p \sigma_o} \quad (\text{II-19})$$

avec p : la pression totale dans l'enceinte.

c'est à dire l_{AB} est proportionnel à la température T_o et inversement proportionnel à la pression p

II.3.5. Probabilité de collision

La probabilité 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 :

$$P = \frac{dn}{dx} = n\sigma \quad (\text{II-20})$$

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

C'est-à-dire

$$P = \frac{1}{l_{AB}} \quad (\text{II-21})$$

II.4. Phénomène d'ionisation et processus de production des espèces chargées

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 [43] : processus primaires et secondaires qui sont détaillés ci après.

II.4.1. 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.4.1.1. 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 [34 ,44] : 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 [34].

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 désionisant dans la zone où la concentration est élevée,
- l'ionisation dans la zone où la concentration est basse.

Tableau (II-1): Production des espèces chargées (Processus primaires) [43]

<i>Processus</i> <i>N°</i>	<i>Représentation</i> ¹	<i>Description</i>
1	$e + AB \rightarrow AB + e$	Diffusion élastique par électron (direct)
2	$e + AB \rightarrow AB^* + e$	Diffusion inélastique (excitation) par électron (direct) ²
3	$e + AB \rightarrow A + B + e$ $\Rightarrow A + B^* + e$	Dissociation par impact d'électron Excitation dissociative par impact ²
4	$e + AB \rightarrow A^+ + B^- + e$	Formation de paire d'ions
5a	$e + AB \rightarrow AB^- *$ $\rightarrow AB(AB^*) + e$	Attachement Diffusion élastique (inélastique)
5b	$\Rightarrow A + B^-$	Attachement dissociatif
5c	$\rightarrow AB^- + \text{énergie}^3$	Formation d'ion négatif
6a	$e + AB \rightarrow AB^+ + 2e$	Ionisation par impact
6b	$\rightarrow A + B^+ + 2e$	Ionisation dissociative
6c	$\rightarrow A^* + B^+ + 2e$	Excitation et ionisation dissociatives

¹ $AB(A)$ correspond à l'état non excité $AB^*(A^*)$ molécule (atome) excité le \Rightarrow indique que la collision peut produire des produits

² emission d'un photon peut suivre cette collision $AB^*(A^*) \rightarrow AB(A) + h\nu$

³ pour que AB^- soit formé, l'excès d'énergie de l'ion métastable $AB^- *$

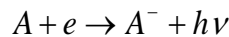
Chapitre II : Physique des Décharges Electriques

La circulation des particules le long du gradient de concentration d'ions constitue une vitesse de groupe \bar{v} (ou de dérive). En présence du champ électrique, la mobilité μ est reliée à la vitesse de dérive par :

$$\mu = \frac{\bar{v}}{E} \quad (\text{II-22})$$

II.4.1.2. 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.4.1.3. 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.4.2. 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 [45]. 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 [34].

Chapitre II : Physique des Décharges Electriques

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

$$n = n_0 \exp(-\mu x) \quad (\text{II-23})$$

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

Tableau (II-2): Production des espèces chargées (Processus secondaires) [43]

<i>Processus</i>		
<i>N°</i>	<i>représentation</i>	<i>description</i>
<i>Collisions photon-molécule</i>		
1	$h\nu + AB \rightarrow AB^*$	Photoabsorption
2a	$h\nu + AB \rightarrow AB^+ + e$	Photoionisation
2b	$\Rightarrow A + B^+ + e$	Photoionisation dissociative
3	$h\nu + AB \Rightarrow A + B^{(*)}$	Photodissociation avec (*)/sans excitation
4a	$h\nu + AB^-(B^-) \rightarrow AB(B) + e$	Photodétachement
4b	$\Rightarrow A^- + B$	Photodissociation d'ion négatif
<i>Collision ion-molécule (atome)</i>		
5	$AB^-(A^-) + C \rightarrow AB(A) + C^-$	Transfert de charge
6	$AB^-(A^-) + C \rightarrow AB(A) + C^-$	Détachement collisionnel
7	$AB^-(A^-) + C \rightarrow ABC(AC) + e$	
<i>Collisions électron-ion et ion négatif-ion positif</i>		
<i>Recombinaisons</i>		
8a	$e + AB^+(A^+) \rightarrow AB^*(A^{(*)})$	Recombinaison électron-ion positif avec (*)/sans excitation
8b	$\Rightarrow A + B^*$	
8c	$\rightarrow AB(A) + h\nu$	Recombinaison dissociative avec (*)/sans excitation
		Recombinaison radiative
9	$A^- + e \rightarrow A + 2e$	Détachement par impact
11	$AB^*(A^*) + C \Rightarrow AB(A) + C^+ + e$	Ionisation de Penning
12	$A^* + B \rightarrow AB + e$	
		Ionisation associative

II.5. Décharges électriques dans les gaz

II.5.1. Décharge à courant continu (DC)

La décharge luminescente à basse pression est le plus ancien des plasmas froids. On sait que les gaz sont généralement des bons isolants néanmoins, sous certaines conditions, il est possible de les faire traverser par un courant de particules chargées, on dit alors que le gaz est le siège d'une décharge. Puisque l'arc électrique peut être défini (de manière volontairement imprécise) comme une décharge à fort courant, il est possible de créer un arc entre deux électrodes en amorçant une décharge à courant faible et en le faisant croître progressivement. Cela est théoriquement possible en utilisant le montage représenté sur la figure II-4. En définissant rapidement chaque type de décharge, on montrera qu'il existe une continuité des phénomènes qui permet de passer des décharges non autonomes aux décharges d'arcs [46].

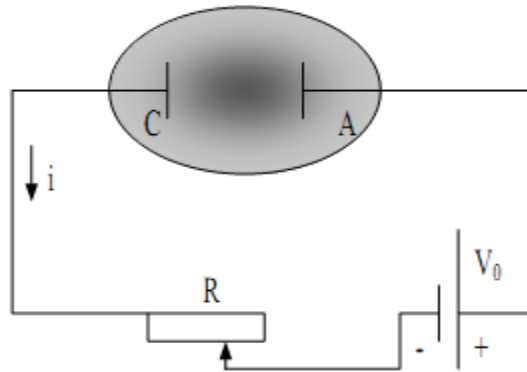


Figure (II-4): Production d'un plasma par une décharge continue

II.5.1.1. Décharge non autonome

On considère le montage expérimental dans la figure II-4. On applique une tension entre les électrodes aucun courant ne passe. Par un procédé thermique direct ou indirect ou par un rayonnement ultraviolet, on provoque une émission thermoélectronique ou photoélectrique à la cathode, les électrons sont émis et forment une charge d'espace près de la cathode. Si l'on augmente le potentiel V , on collecte de plus en plus les électrons (partie A de la figure II-5) jusqu'à ce qu'il y aura une saturation (partie B de la figure II-5). Le caractère essentiel de cette

Chapitre II : Physique des Décharges Electriques

décharge est qu'elle n'est pas auto-entretenu et que le courant cesse dès que l'on arrête la production d'électrons par un processus extérieur.

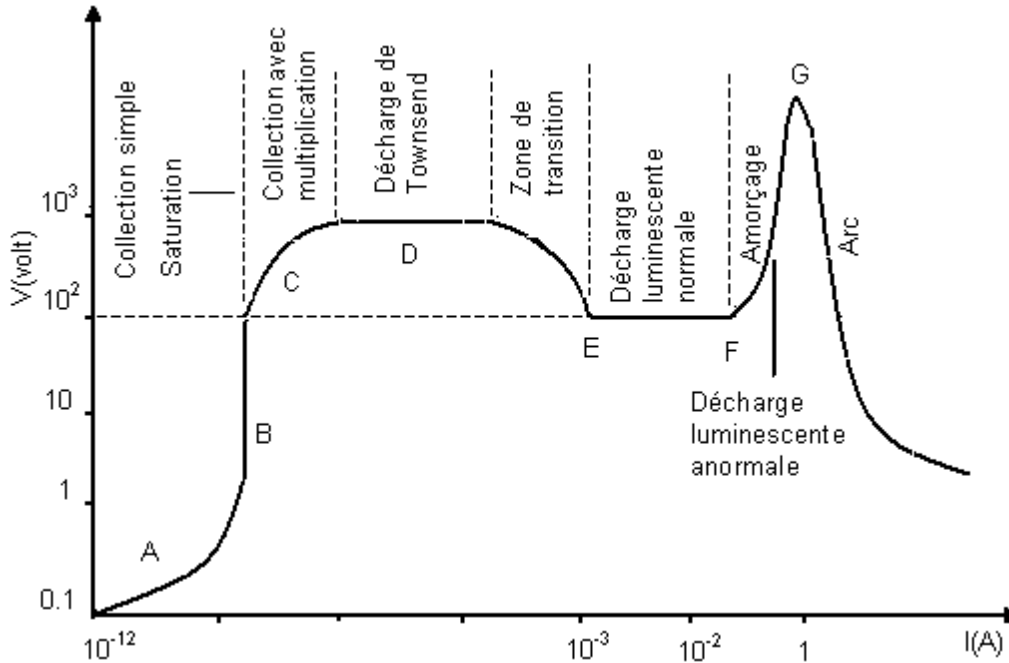


Figure (II-5): Régimes de décharge en courant continu

II.5.1.2. Zone de collection avec multiplication

Lorsqu'on continue à faire croître la tension, un nouveau phénomène apparaît. Les électrons accélérés dans le champ inter électrodes acquièrent une énergie suffisante pour ioniser les atomes ou les molécules du gaz. Ils créent ainsi de nouveaux électrons qui sont aussi accélérés et peuvent ioniser d'autres atomes ou molécules. C'est une avalanche qui entraîne une augmentation extrêmement rapide de courant (partie C de la figure II-5), il peut atteindre la valeur de 1 A si la pression est suffisante. Le courant électrique n'est plus conditionné par l'existence d'un agent ionisant extérieur et n'est limité que par les résistances internes de la source, on passe ainsi en régime de la décharge de Townsend (partie D de la figure II-5), qui est une décharge autonome ou auto-entretenu.

II.5.1.3. Décharge de Townsend

Comme on peut le voir sur la figure **II-5**, cette décharge est caractérisée par une résistance interne dynamique $\frac{dV}{dI} = 0$. Quelque soit la force électromotrice de la source, la différence de potentiel aux bornes de la décharge est fixe et constante. Elle est appelée tension d'amorçage statistique V_s . La courbe de la figure **II-5** ne peut être décrite que si on fait varier le courant I .

II.5.1.4. Décharge luminescente

Lorsque le courant de la décharge augmente la tension commence de décroître, cette partie constitue une zone de transition entre la décharge de Townsend et la décharge luminescente. Dans cette zone on a $\frac{dV}{dI} < 0$. La décharge luminescente est dite normale lorsque $\frac{dV}{dI} = 0$ et anormale lorsque $\frac{dV}{dI} > 0$. La décharge luminescente normale se caractérise par l'apparition de plusieurs zones luminescentes diffusées et par une différence de potentiel constante entre les électrodes.

II.5.1.5. Décharge à haute pression (décharge d'arc)

L'augmentation du courant de la décharge s'accompagne d'une augmentation d'une part de la densité du courant j et d'autre part de la gaine cathodique, les ions perdent leurs énergies par collision et ils en fournissent d'avantage à la cathode dont la température s'élève localement. L'émission thermoïonique de la cathode s'effectue à partir d'une région très localisée, appelée spot cathodique. Lorsque cette émission devienne stable la partie de la courbe $V=f(I)$ devienne négative. On est donc en régime d'arc. La différence essentielle entre la décharge d'arc et la décharge luminescente se situe au niveau de l'émission cathodique, l'apparition de l'arc est conditionnée par celles des phénomènes thermiques. Lorsque l'émission de courant devient très intense, la température s'élève localement, et contrairement au cas de la décharge luminescente (où la totalité de la cathode est émissive), l'émission s'effectue ici à partir du spot cathodique

II.5.2. Décharge radio fréquence (RF)

Pour résoudre le problème de dépôts des isolants, on utilise une alimentation alternative.

On utilise des tensions alternatives RF pour résoudre le problème de dépôts des isolants, car ceux-ci ne peuvent écouler les charges électriques apportées sur la cible par les ions.

Le comportement des gaz utilisés dépend de la fréquence du signal de décharge. La fréquence RF PECVD est la plus utilisée.

La fréquence d'oscillations du plasma est définie comme suit [47]:

$$F_{PI} = \sqrt{\frac{N_i e^2}{m_i \epsilon_0}} \quad [\text{HZ}] \quad (\text{II-24})$$

Où

N_i : densité des ions.

m_i : Masse des ions .

e : charge élémentaire des électrons.

ϵ_0 : Permittivité du vide.

Les décharges Rf sont généralement classées en deux catégories selon que la fréquence du champ électrique est supérieure ou inférieure à la fréquence ionique f_i

- A basse fréquence ($f \leq 50$ Hz) où la fréquence du signal appliqué est inférieure à la fréquence ionique, la mobilité des ions est suffisante pour qu'ils aient le temps d'atteindre la cathode. Mais comme chaque électrode est alternativement cathode et anode, toutes les deux sont pulvérisées.
- A haute fréquence où la fréquence du signal appliqué est supérieure à la fréquence ionique, les électrons du plasma oscillent dans le champ avec une énergie suffisante pour ioniser les atomes, réduisant ainsi la dépendance de la décharge vis-à-vis de l'émission secondaire d'électrons de la

Chapitre II : Physique des Décharges Electriques

cible. Il s'ensuit un abaissement de la tension d'amorçage de la décharge pour une pression donnée.

Les calculs montrent que la fréquence nécessaire se situe entre 1 et 30MHz. En pratique, on n'utilise que 13.56 MHz. A de telles fréquences, les ions du plasma, du fait de leur masse élevée, deviennent suffisamment immobiles pour qu'on puisse négliger le bombardement ionique des électrodes.

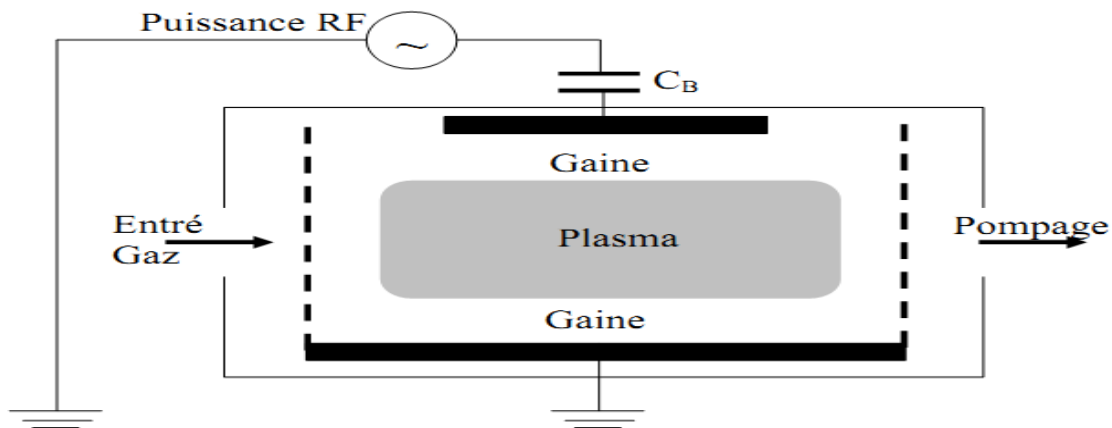


Figure (II-6): d'une décharge Radiofréquence avec couplage capacitif

II.5.3. Décharges micro-ondes

C'est la méthode la plus couramment utilisée pour les applications industrielles. Elle permet de réaliser des couches sur de grandes surfaces avec une vitesse de croissance relativement élevées.

Le plasma est produit en utilisant une fréquence de 2.45 GHz.

Pour une excitation basse fréquence dans un plasma non-collisionnel, les électrons et les ions sont perdus principalement aux parois. Pour une chambre de quelques centimètres de long, les électrons la traversent en 20 à 100 μ s.

Donc pour :

- $f < 10$ kHz (quasi statique) : le plasma s'éteint entre les cycles.
- $f > 100$ kHz (AC) : le plasma est continu.

Dans le cas d'un plasma collisionnel, en ce qui concerne les électrons :

Chapitre II : Physique des Décharges Electriques

- Si $f < \nu$, l'électron subit beaucoup de collisions lors d'un cycle RF (il aura tendance à s'équilibrer avec la valeur instantanée du champ)
- Si $f > \nu$, l'électron verra un champ moyen stationnaire

En ce qui concerne les ions, ils se déplacent à leur vitesse thermique (qq 105 cm/s).

Pour une épaisseur de gaine non-collisionnelle de 0.5 à 2.5 mm, les ions la traversent en 0,5 à 2,5 μ s. Donc pour :

- $f < 1$ MHz, les ions traversent la gaine en moins d'un cycle RF et suivent instantanément le potentiel de gaine.
- $f > 10$ MHz, les ions prennent plusieurs cycles RF pour traverser la gaine et « voient » un potentiel moyenné dans le temps.

Lorsque $\omega > \omega_{pe} > \omega_{pi}$

ni les électrons, ni les ions ne peuvent suivre les variations du champ E (l'onde excitatrice, ne génère pas de variation temporelle significative de charge d'espace; on a un comportement de décharge quasi-continu).

L'utilisation d'une excitation très haute-fréquence (micro-onde) permet un chauffage direct des électrons du plasma.

En raison de la plus haute fréquence d'excitation, les électrons traversent une distance plus courte (par rapport à une excitation RF) avant de changer de direction. Ceci implique que peu d'électrons atteignent la surface au cours d'un cycle MW, minimisant les effets de charge.

La surface présente un potentiel quasi nul.

Il n'y a pas de bombardement ionique indésirable de la surface. De fait, il n'y a pas de phénomènes de pulvérisation ou de contamination des surfaces.

Les plasmas micro-ondes sont donc « **isotropes** » par nature et conviennent parfaitement pour les applications en microélectronique qui sont très sensibles aux défauts de surface induits par un bombardement ionique (ex: oxyde de grille des transistors). Ils sont très utilisés pour la production d'espèces actives (« remote plasma »), les procédés de nettoyage de surface, de passivation et fonctionnalisation de surface, de délaquage, de gravure, de dépôt de couche mince [48].

Chapitre III : Profils des Rais et Spectroscopie

Chapitre III : Profils des Raies et Spectroscopie

III.1. Introduction

Depuis le début du XX^{ème} siècle, la spectroscopie plasma est utilisée comme moyen de diagnostic des plasmas d'astrophysique. Elle fût ensuite développée et appliquée à l'étude des plasmas de laboratoire. La spectroscopie des plasmas est sans doute la technique de diagnostic la plus puissante utilisée couramment par les physiciens des plasmas de nos jours.

Le principal but de la spectroscopie plasma est l'étude du rayonnement émis par un milieu partiellement ou totalement ionisé. Celui ci dépend alors non seulement des propriétés d'un émetteur isolé, mais aussi des propriétés du plasma qui l'entoure. Cette dépendance est une conséquence de l'interaction des ions et des électrons avec l'émetteur à travers des processus d'ionisation, de recombinaison d'excitation et désexcitation. Ainsi le spectre de raies va répondre aux multiples interactions microscopiques qui ont accompagné l'émission, par l'élargissement et le déplacement de ses composantes. Le calcul le profil de raies et la connaissance de l'état d'équilibre thermodynamique du milieu sont nécessaires pour réaliser nos études [8].

III.2. Calcul du profil d'une raie

III.2.1. Quelques paramètres importants dans l'élargissement de raies

III.2.1.1. Temps d'intérêt du processus d'élargissement

Le temps d'intérêt t_o est l'intervalle de temps pendant lequel il est utile de connaître de façon détaillée le déroulement de l'interaction entre l'émetteur et les perturbateurs :

$$t_o = \frac{1}{|\Delta\omega|} \quad (\text{III-1})$$

Où $\Delta\omega = \omega - \omega_o$ et ω_o est le centre de la raie.

III.2.1.2. Temps de collision

Le temps de collision τ_c est le rapport du paramètre d'impact de la collision (ρ) sur la vitesse thermique la plus probable du la perturbateur V_{pr} :

$$\tau_c = \frac{\rho}{V_{pr}} \quad (\text{III-2})$$

avec :

$$\frac{4}{3} \pi \rho^3 N_p = 1 \quad (\text{III-3})$$

Dans le cas de l'émission spontanée, la puissance totale rayonnée lors d'une transition d'un état α d'énergie E_α à un état β d'énergie E_β , d'une particule émettrice, est donnée par [49]:

$$P_{\alpha\beta} = \frac{4\omega_{\alpha\beta}^4}{3c^3} \left| \langle \beta | \vec{d} | \alpha \rangle \right|^2 \quad (\text{III-4})$$

où \vec{d} est l'opérateur moment dipolaire de l'atome et $\omega_{\alpha\beta}$ est la fréquence émise

$$\hbar\omega_{\alpha\beta} = E_\alpha - E_\beta \quad (\text{III-5})$$

La puissance totale rayonnée sommée sur toutes les transitions possibles contribuant à la raie est proportionnelle au profil $I(\omega)$ de la raie étudiée. Pour une fréquence donnée on a :

$$P(\omega) = \frac{4\omega^4}{3c^3} I(\omega) \quad (\text{III-6})$$

Avec :

$$I(\omega) = \sum_{\alpha,\beta} \rho_\alpha \delta(\omega - \omega_{\alpha\beta}) \left| \langle \beta | \vec{d} | \alpha \rangle \right|^2 \quad (\text{III-7})$$

Où ρ_α est la probabilité pour le système de se trouver dans un état α

On introduit la transformée de Fourier $C(t)$ du profil $I(\omega)$ de la transition :

$$C(t) = \int_0^{+\infty} \exp(-i\omega t) I(\omega) d\omega \quad (\text{III-8})$$

$C(t)$ est une fonction du temps dite la fonction d'autocorrélation du moment dipolaire électrique.

On retrouve $I(\omega)$ par :

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} R_e \int_0^{+\infty} \exp(-i\omega t) C(t) dt \quad (\text{III-9})$$

Où R_e signifie partie réelle.

Si le temps d'intérêt t_o est bien plus grand ou bien plus petit que le temps τ_c , le problème du calcul de $C(t)$ se simplifie énormément. Cela revient aux deux approximations limites possibles (impact et quasi-statique) [5, 49, 50].

III.2.2. L'élargissement d'une raie spectrale

Une raie spectrale n'est jamais parfaitement étroite, elle a une certaine largeur et un profil qui donne la répartition de l'intensité autour de la fréquence ou de la longueur d'onde centrale.

Plusieurs facteurs peuvent influencer les processus de l'absorption et de l'émission de raies par un émetteur, tels que la configuration électronique, les caractéristiques de la lumière absorbé et les particules avoisinantes. A cause de ces facteurs ou autres on peut parler des types d'élargissement des profils de raies.

III.2.2.1. Elargissement naturel

Il y a émission de rayonnement lorsqu'un atome excité dans un état d'énergie E_j passe dans un état de moindre énergie E_i . Le spectre émis ayant une largeur naturelle, même si, théoriquement l'atome qui rayonne est au repos. Cette largeur est liée aux temps de vie des deux niveaux d'énergie de la transition. Ce est-à-dire le niveau excité j a une durée de vie finie par suite de l'existence d'une probabilité non nulle d'émission spontanée vers des niveaux inférieurs n . On peut définir la durée de vie τ_j de un niveau j par la relation suivante :

Chapitre III : Profils des Raies et Spectroscopie

$$\tau_j = \frac{1}{\sum_{n < j} A_{jn}} \quad (\text{III-10})$$

Où la somme est sur toutes les valeurs de la probabilité d'émission spontanée entre les niveaux j et les niveaux inférieurs n .

Le niveau j a une largeur naturelle ; selon le principe de Heisenberg, elle est donnée par :

$$\Delta E_j = \frac{\hbar}{\tau_j} \quad (\text{III-11})$$

La même chose pour le niveau i , il a une durée de vie τ_i et certaine largeur naturelle ΔE_i .

Les niveaux fondamentaux sont infiniment minces.

La transition entre les deux niveaux j et i sera donc une transition entre deux niveaux de largeur finie. Le photon émis ayant une énergie $h\nu_{ij}$ telle que :

$$E_j - E_i = h\nu_{ij} \quad (\text{III-12})$$

Où ν_{ij} est la fréquence centrale.

La dispersion des fréquences autour de la fréquence centrale est traitée par une théorie proposée par Wigner et Weisskopf [51]. Cette théorie est basée sur une probabilité d'émission d'un photon de fréquence (ν). Cette probabilité peut être mise sous la forme suivante :

$$I(\nu)d\nu = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\nu}{(\nu - \nu_{ij})^2 + \Delta\nu^2} d\nu \quad (\text{III-13})$$

Avec

$$\Delta\nu = \frac{\left(\frac{1}{\tau_j} + \frac{1}{\tau_i} \right)}{4\pi} \quad (\text{III-14})$$

$\Delta\nu$ est la largeur naturelle de la raie à mi- hauteur.

Si I est l'intensité totale dans la raie, l'intensité I_ν à la fréquence ν sera :

$$I_\nu = \frac{I}{\pi} \frac{\Delta\nu}{(\nu - \nu_{ij})^2 + \Delta\nu^2} \quad (\text{III-15})$$

Pour une forme plus générale, les profils de dispersion sont :

$$g(x) = \frac{1}{\pi} \frac{\delta}{(x^2 + \delta^2)} \quad (\text{III-16})$$

Avec $x = \nu - \nu_{ij}$

C'est à dire la forme de l'élargissement naturel est une Lorentzienne.

En général cette largeur est petite comparée à d'autres types d'élargissement.

III.2.2.2. Elargissement Doppler

Parmi les causes d'élargissement de la raie : l'effet Doppler. Il est toujours présent et domine la forme de la raie dans les plasmas peu denses et de température élevée [51]. Cet effet a pour conséquence que la fréquence observée d'une raie spectrale est changée par le mouvement de l'atome qui rayonne. La fréquence apparente monte quand l'atome se déplace vers l'observateur et descend quand le mouvement est dans le sens opposé. En cas d'un atome se rapprochant de l'observateur avec une vitesse V , la fréquence observée est :

$$\nu = \nu_o \left(1 + \frac{V}{c}\right) \quad (\text{III-17})$$

Chapitre III : Profils des Raies et Spectroscopie

Où : ν_o : fréquence d'émission au repos

c : vitesse de la lumière

Pour un volume d'atomes ayant une distribution de vitesse Maxwellienne,

Le spectre résultant a une distribution de fréquence symétrique autour de la fréquence émise par l'atome au repos. Cette distribution est donnée par[51]:

$$\frac{I_\nu}{I} = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \exp\left\{-\left(\frac{\nu_o - \nu}{\Delta\nu_D}\right)^2\right\} \quad (\text{III-18})$$

avec : I est l'intensité totale dans la raie

I_ν est l'intensité de la fréquence ν

$\Delta\nu_D$ est le déplacement Doppler en fréquence qui correspond à la vitesse la plus probable

V_{pr} ; d'où :

$$\Delta\nu_D = \nu_o \frac{V_{pr}}{c} \quad (\text{III-19})$$

Le profil de raie est un profil Gaussien défini par une fonction de la forme :

$$g(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\beta} \exp\left(-\frac{x^2}{\beta^2}\right) \quad (\text{III-20})$$

Tel que : $x = \nu - \nu_o$

β est une demi-largeur à demi-hauteur donnée par :

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_o V_{pr}}{c} (\ln 2)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III-21})$$

Si les mouvements sont d'origine thermique V_{pr} sera :

$$V_{pr} = \left(\frac{2K_B T}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III-22})$$

Avec : K_B est constante de Boltzmann.

T est la température en Kelvin.

m est la masse en unité de masse atomique c'est à dire $m = A.M_p$, où A est le nombre atomique et M_p est la masse des proton.

Alors la largeur Doppler en Hertz est :

$$\Delta\nu_D = \nu_o \sqrt{\frac{2K_B T \ln 2}{mc^2}} \quad (\text{III-23})$$

La forme d'une raie élargie par l'effet Doppler est Gaussienne, avec une demi- largeur à demi-hauteur donnée par :

$$\Delta\lambda_D = \lambda_o \sqrt{\frac{2K_B T \ln 2}{mc^2}} \quad (\text{III-24})$$

Où λ_o est la longueur d'onde de la raie (centrale).

III.2.2.3. Amortissement par collision

Dans les plasmas plus denses, l'effet Doppler et l'élargissement naturel sont négligeable puisque les formes des raies spectrales sont fortement influencées par les interactions avec les atomes ou les ions au voisinage [16]. C'est à dire la durée de vie d'un niveau excité d'un atome rayonnant peut être limitée par les collisions avec les autres particules du milieu.

On considère ici les collisions qui, soient interrompent l'onde émise par l'atome rayonnant (théories de Lorentz et de Weisskopf), soit changent la phase de cette onde (théorie de Lindholm).

Chapitre III : Profils des Raies et Spectroscopie

Les collisions agissant sur l'atome rayonnant dépendront de la nature des particules perturbatrices, Forces de Van Der Waals pour des perturbateurs neutres, forces coulombiennes pour des perturbateurs chargés.

Le perturbateur peut s'étudier de deux façons différentes :

- Cas d'un atome rayonnant perturbé par des rencontres individuelles avec les particules du milieu (les atomes neutres, les électrons rapides), c'est la théorie d'impact (impact broadening), encore appelée théorie des collisions individuelles.
- Cas d'un atome rayonnant placé dans le champ électrique produit par les particules chargées du milieu, c'est la théorie quasi- statique.

III.2.2.3.1. Théorie des collisions individuelles

La probabilité d'une collision optique étant beaucoup plus grand que celle d'un choc réel, on suppose que le perturbateur décrit une trajectoire rectiligne avec une vitesse constante V_0 . La plus courte distance entre l'atome rayonnant A et le perturbateur P est ρ (rayon ou paramètre d'impact).

Nous supposons que le perturbateur passe à cette distance (ρ) au temps $t = 0$ et se trouve à la distance r au temps t Figure.(III-1).

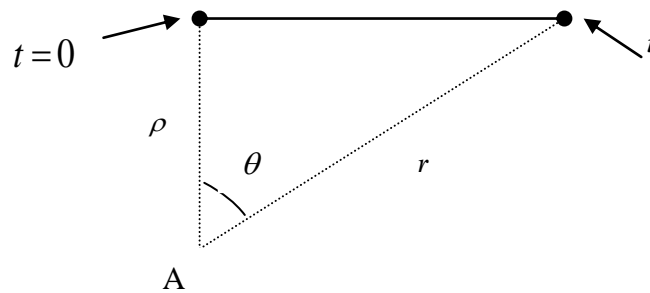


Figure (III-1) : Schéma de collision individuel

Chapitre III : Profils des Raies et Spectroscopie

Où θ représente l'angle que fait ρ avec r

L'effet d'une collision individuelle est de changer la fréquence du rayonnement émis de $\Delta\nu_c$ telle que [9]:

$$\Delta\nu_c = \frac{C_t}{r^n} \quad (\text{III-25})$$

L'exposant n dépend uniquement de la nature des forces agissantes : $n=6$ dans le cas des forces de Van der Waals ; $n=4$ dans le cas de l'effet Stark quadratique ; $n=2$ dans le cas de l'effet Stark linéaire, $n=3$ dans le cas de l'élargissement par résonance.

La constante C_t dépend à la fois des forces agissantes, de la nature au rayonnant et du perturbateur.

Après une statistique faite par Lindh lm sur toutes les collisions pendant le temps t , la répartition de l'intensité I_ν en fonction de ν au voisinage de ν_o est donnée par [9]:

$$I_\nu = \frac{I}{\pi} \frac{\Delta\nu_c}{(\nu - \nu_o + \Delta\nu_{dép})^2 + \Delta\nu_c^2} \quad (\text{III-26})$$

Avec I : l'intensité totale dans la raie

$\Delta\nu_c$: caractérise la demi-largeur due aux collisions

$\Delta\nu_{dép}$: caractérise le déplacement vers le rouge de la fréquence centrale

Dans le cas des collisions avec des atomes neutres de nature différente de celle de l'atome rayonnant Lindh lm donne [9] :

$$\Delta\nu_{cnd} = 1.34 C_{vW}^{\frac{2}{5}} V_M^{\frac{3}{5}} N_P \quad (\text{III-27})$$

O  C_{vW} est la constante de Van Der Waals relative aux deux particules de masse M_1 et M_2 entrant en collision.

$$V_M = \sqrt{\frac{K_B T}{\pi} \left(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2} \right)} \quad (\text{III-28})$$

N_p est la densité des perturbateurs.

Le déplacement $\Delta\nu_{dép}$ est toujours très petit. Il est souvent négligé

Dans le même cas Weisskopf donne :

$$\Delta\nu_{cnd} = 1.11 C_{VW} \frac{2}{5} V_M \frac{3}{5} N_p \quad (\text{III-29})$$

Avec $\Delta\nu_{dép} = 0$

III.2.2.4. L'élargissement Stark

L'élargissement Stark est causé par l'interaction des particules chargées sur émetteur. Il est très important dans les plasmas denses.

Les théories modernes décrivant l'élargissement Stark ont pour origines les travaux de Baranger (1958) [52,53]. Immédiatement suivies de ceux de Kolb et Griem [54] où les électrons sont traités dans le cadre de la théorie d'impact et les ions dans le cadre de la théorie quasi- statique.

Le microchamp du plasma (champ électrique au niveau de l'émetteur), dû aux particules chargées. Obéit à un processus stochastique très complexe. Des progrès dans le traitement de l'élargissement Stark, passent en particulier par une bonne connaissance des propriétés du microchamp au niveau de l'émetteur.

Le microchamp a deux composantes l'une ionique et l'autre électronique :

$$\vec{E} = \vec{E}_i + \vec{E}_e \quad (\text{III-30})$$

III.2.2.4.1. Approximations d'impact

C'est une approximation qui est valable lorsque le temps de collision τ_c est très court devant le temps d'intérêt t_o . Dans cette approximation nous supposons que les collisions sont

Chapitre III : Profils des Raies et Spectroscopie

instantanées et arrivent avec la fréquence ν , chaque collision interrompant complètement le train d'onde de la lumière.

Les électrons, particules rapides de très faible masse, sont traités par l'approximation d'impact (Griem 1974) [5]

La contribution de la composante électronique dans l'élargissement Stark est donnée par l'opérateur $-i\hat{\phi}$ dans l'hamiltonien d'interaction où:

$$\hat{\phi} = \sum_{\alpha''} \delta_{\beta\beta'} d_{\alpha\alpha''} d_{\alpha''\alpha'} G(\Delta\omega_{\alpha''\beta}) + \sum_{\beta''} \delta_{\alpha\alpha'} d_{\beta\beta''} d_{\beta''\beta} G(-\Delta\omega_{\alpha\beta''}) - d_{\alpha\alpha'} d_{\beta'\beta} [G(\Delta\omega_{\alpha\beta'}) + G(-\Delta\omega_{\alpha\beta})] \quad (\text{III-31})$$

Où $\alpha, \alpha', \alpha'', \beta, \beta'$ et β'' sont des états quantique et $\omega_{\alpha''\beta}, \omega_{\alpha\beta''}, \dots$ etc sont des transitions correspondantes, $\Delta\omega_{\alpha''\beta}, \Delta\omega_{\alpha\beta''}, \dots$ etc. sont la différence entre ces transitions et la transition centrale.

$G(\Delta\omega)$ est une fonction calculée par un modèle semi- classique [5]

L'élargissement électronique est un élargissement de niveau.

III.2.2.4.2. Approximation quasi- statique

Quand le temps de collision τ_c d'une interaction est très grand devant le temps d'intérêt t_o , c'est l'approximation quasi- statique qu'il convient d'utiliser. Elle est souvent plus valable quand les ions se déplacent lentement [5].

La contribution de la composante ionique est donnée par l'opérateur \hat{l}_{E_i} qui présente l'énergie d'interaction émetteur- bain s'écrit dans l'approximation dipolaire électrique de la façon suivante :

$$\hat{l}_{E_i} = -\vec{d} \cdot \vec{E}_i \quad (\text{III-32})$$

avec \vec{d} : moment dipolaire électrique,

\vec{E}_i : représente le micro- champ ionique.

Chapitre III : Profils des Raies et Spectroscopie

L'effet Stark, pour une transition donnée, dépend essentiellement de la densité électronique, mais aussi de la température. Pour un élément donné il cause un déplacement et une levée partielle de dégénérescence de niveaux d'énergies.

Le calcul des profils de raie Stark nécessite des modèles numériques. Parmi ces modèles deux sont présentés [13] : le modèle de Woltz et Hooper[55], et celui de Calisti et al.[56]. Les deux modèles utilisent l'approximation quasi- statique, et l'approximation d'impact et d'autre. Ils donnent pour un ion arbitraire des profils permettant la comparaison avec des expériences [55].

La largeur à mi-hauteur des raies de l'atome d'hélium élargies par effet Stark $\Delta\lambda_S$, l'expression approchée est [57]:

$$\Delta\lambda_S = 1.6 \times 10^{-24} \times \gamma \times \frac{i^6 (j-1)j^3}{g_i} N_e \quad (\text{III-33})$$

Où

$\Delta\lambda_S$ est en nm et N_e est en m^{-3}

j est le nombre quantique principal du niveau haut de la transition,

et i celui du niveau bas,

g_i est la dégénérescence du niveau bas ;

γ est égal à 1/4 lorsque $i=1$ et $j=2$ et à 1 pour les autres transitions.

III.2.2.5.Elargissement instrumental

La précision des mesures spectroscopiques est déterminée par la largeur de la raie à mesurer. La largeur de raie des spectres expérimentaux est due à deux contributions la largeur primaire et la largeur instrumentale de l'appareil utilisé. Dans ce cas il faut tenir compte de cette largeur.

La forme de l'élargissement instrumental peut être Gaussienne ou Lorentzienne.

III.2.3. profils composés

Très souvent, plusieurs causes d'élargissement agissent simultanément pour élargir une raie, par conséquent la forme du profil de raie résultant dépend de ces types d'élargissements.

Si $f(x)$ et $g(x)$ sont les deux fonctions caractérisant la distribution de l'intensité dans le cas de deux effets élargissants indépendants, le profil final $F(x)$ est donnée par le produit de convolution des deux fonctions $f(x)$ et $g(x)$ tel que :

$$F(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x-y)g(y)dy = \int_{-\infty}^{+\infty} f(y)g(x-y)dy \quad (\text{III-34})$$

- Si $f(x)$ et $g(x)$ sont deux fonctions gaussiennes de paramètre β_1 et β_2 , $F(x)$ sera encore une fonction gaussienne de paramètre β_3 tel que :

$$\beta_3^2 = \beta_1^2 + \beta_2^2 \quad (\text{III-35})$$

- Si $f(x)$ et $g(x)$ sont deux fonctions de dispersion lorentziennes de paramètre δ_1 et δ_2 , $F(x)$ sera encore une fonction lorentzienne de paramètre δ_3 tel que :

$$\delta_3 = \delta_1 + \delta_2 \quad (\text{III-36})$$

- Si $f(x)$ est gaussienne et $g(x)$ est lorentzienne, le profil résultant est dit profil de voigt[58, 59]; il est donné par :

$$F(\Delta\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\beta} \exp\left[-\frac{(\Delta\nu - \Delta\nu')}{\beta}\right] \frac{\delta}{\pi} \frac{1}{(\Delta\nu'^2 + \delta^2)} d(\Delta\nu') \quad (\text{III-37})$$

Avec : $\Delta\nu = \nu - \nu_o$

$\Delta\nu' = \nu' - \nu'_o$

β : Paramètre gaussienne

δ : Paramètre lorentzienne

Le profil composé peut être calculé par une méthode numérique appelée FFT (Fast Fourier Transform)[13].

III.4. La spectroscopie

L'analyse expérimentale des propriétés de liaison provient essentiellement des données spectroscopiques. La spectroscopie d'absorption infrarouge est aujourd'hui largement employée. Actuellement, le domaine spectroscopique utilisé s'étend des régions micro-ondes pour les transitions rotationnelles jusqu'aux rayons X pour les transitions atomiques des électrons de cœur.

En général les plasmas de laboratoire obtenus par décharge électrique peuvent être caractérisés soit par les sondes électrostatiques de Langmuir [60] ou par spectroscopie.

III.4.1. Spectroscopie d'émission optique

La spectroscopie d'émission optique (OES : Optical Emission Spectroscopy) est une technique analytique très utile pour déterminer la composition en éléments d'un échantillon [61]. La spectroscopie d'émission est une méthode classique, simple et économique. Cette méthode nécessite la validité des hypothèses d'équilibre thermodynamique local (ETL). Les méthodes spectroscopiques d'émission optique sont basées sur la mesure de l'intensité des raies spectrales du spectre, du continuum, des largeurs à mi-hauteur et des déplacements de raies spectrales [62]. Elle est utilisée comme outil de diagnostic du plasma, d'une part, elle n'influence pas les plasmas, d'autre part, elle peut apporter des informations résolues en temps et aussi en espace. Cependant les informations qu'elle peut fournir sont limitées parce qu'elle ne détecte que les espèces émettrices du plasma. Cette technique non perturbatrice permet de caractériser les espèces présentes dans le plasma en analysant les longueurs d'onde des radiations émises par celles-ci [63].

La structure des spectres moléculaires plus complexe que celle des spectres atomiques, reflète un caractère plus complexe de la structure des niveaux énergétiques de la molécule. Les transitions entre les divers niveaux des molécules (électroniques, vibrationnels, rotationnels) donnent des

Chapitre III : Profils des Raies et Spectroscopie

spectres de bandes électroniques dans le domaine visible et le domaine ultraviolet, des spectres de bandes de vibration dans l'infrarouge proche et des spectres de raies de rotation dans l'infrarouge lointain [64].

III.4.2. Spectrométrie de masse

Cette technologie est appliquée pour analyser l'abondance des particules chargées. Un spectromètre de masse sépare les particules chargées en fonction de leur rapport masse sur charge (m/Z). Les particules à analyser sont ionisées et les ions sont envoyés vers l'analyseur par un champ électrique et magnétique qui sépare ces ions en fonction de leur rapport m/Z . La technique est particulièrement adaptée pour l'analyse des espèces chimiques présentes au sein d'un gaz ou d'une décharge plasma.

Les avantages de cette technique de diagnostic sont dus à sa sensibilité, à sa grande souplesse d'emploi et à la possibilité d'une grande vitesse de balayage permettant l'observation de phénomènes transitoires [65].

III.4.3. Sonde de Langmuir

La théorie des sondes électrostatiques a été développée par Langmuir en 1924. La sonde est une petite surface métallique mise en contact avec le plasma et qui peut être polarisée par rapport au potentiel plasma. L'un des avantages de la sonde électrostatique réside dans la possibilité d'effectuer des mesures très locales au sein du plasma. L'interprétation des caractéristiques des sondes de Langmuir est complexe à cause de la perturbation locale qui provient des courants collectés et émis par la sonde. Le courant collecté par la sonde est constitué de la combinaison des courants d'ions et d'électrons collectés à partir du plasma et du courant des électrons secondaires produits par les bombardements électronique, ionique ou photonique sur la surface de la sonde. La sonde de Langmuir constitue un moyen efficace de détermination des principaux paramètres de nombreux types de gaz ionisés. La caractéristique courant-tension permet de déterminer les paramètres électriques du plasma [66].

**Chapitre IV : Modèle de Diagnostic
Spectroscopique**

Chapitre IV : Modèle de Diagnostic Spectroscopique

IV.1. Introduction

La spectroscopie d'émission optique est une technique fréquemment utilisée dans la caractérisation de plasmas de décharge électrique. L'étude de la lumière émise par la décharge permet de recueillir beaucoup d'informations sur les paramètres de la décharge, comme la densité électronique et la température électronique. Beaucoup des travaux ont été réalisés dans cet axe [67-74]. Dans les travaux de S. I. Lashkul et al. (2012) [75], la densité électronique de décharge a été examinée par le procédé basé sur la proportionnalité du rapport d'intensité des raies spectrales de l'hélium (HeI (668 nm) et HeI (728 nm)). Cette technique spectroscopique a été utilisée par C. Yubero et al. (2013) [76] pour diagnostiquer un plasma d'Argon dans une décharge micro-onde. Tandis que dans les travaux de Vladimir Milosavljevic et al. (2014) [77] et pour Diagnostiquer un plasma de décharge RF, ils ont étudié l'influence des impuretés sur l'intensité de quelques raies de l'Hélium et ils montraient que l'intensité des raies dans des états triplets sont les plus stables par rapport aux états singlets.

Dans notre travail et après les travaux numériques réalisés au Laboratoire LRPPS de l'Université de Ouargla [78-81], nous avons tenté de présenter un modèle avec des critères permettant de réaliser le diagnostic de façon plus exacte à l'aide d'un traitement numérique.

Nous nous sommes intéressés à l'étude des spectres expérimentaux émis par un plasma de décharge électrique (décharge MW).

Chapitre IV : Modèle de Diagnostic Spectroscopique

Après la description du dispositif expérimental utilisé par V. A. Shakhatov et Yu. A. Lebedev [4], nous allons présenter notre modèle de diagnostic pour déterminer la température et la densité électronique du milieu. Nous allons appliquer la loi de Boltzmann et la loi de Saha dans les conditions d'équilibre thermodynamique local et partiel. Un programme numérique est élaboré pour réaliser l'étude. Notre programme est basé sur des données de la physique atomique du Hélium (HeI) et les différents éléments pouvant se trouver dans le milieu (HeII, H, O, Al, Fe).

IV.2. Description du dispositif expérimental

Le schéma de principe du montage expérimental utilisé, pour l'étude spectrale de la lumière dans une décharge MW (provoqué par l'hélium pure), est présenté dans la figure suivante Figure.(IV-1).

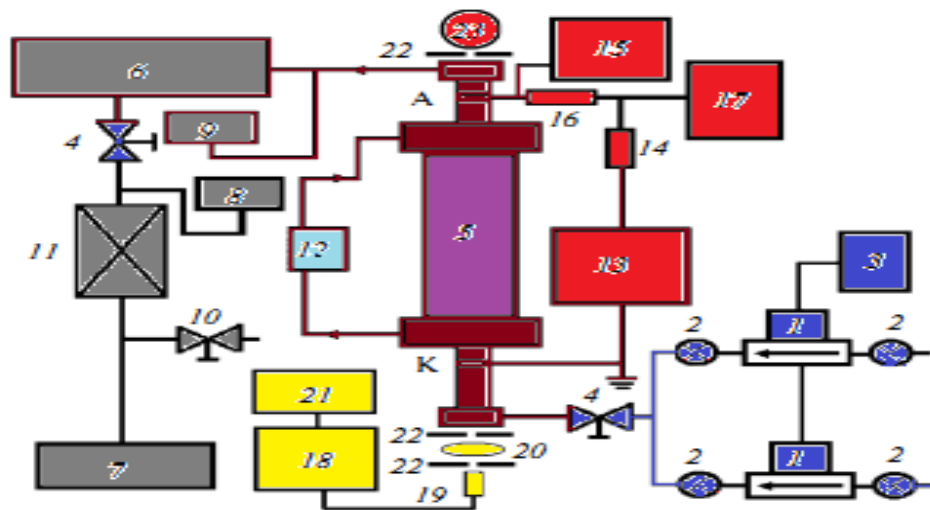


Figure (IV-1) : Schéma du montage expérimental de mesure du rayonnement émis par plasma de décharge MW [4].

Chapitre IV : Modèle de Diagnostic Spectroscopique

- ✓ **Système d'introduction du gaz** (contenu de régulateur et vanne du gaz), la pression totale utilisée pour l'Hélium pure est égal à 4.8 Torr.
- ✓ **Système de décharge** : C'est un tube de quartz avec un rayon intérieur $R = 1.8$ cm et avec des électrodes en anneaux de Titane. L'anode et la cathode sont placées à l'intérieur de la chambre à une distance $L_{el} = 58$ cm.
- ✓ **Système d'alimentation** (avec des résistances et un voltmètre), la puissance maximale de l'alimentation est égale à 1200W ; le générateur MW est de fréquence 2.45GHz et il a une puissance modulable allant jusqu'à 180W.
- ✓ **Système de refroidissement** : l'eau permettant de maintenir la température de la paroi est égale à 300 K.
- ✓ **Système de pompage à vide** : IL possède un système de mesure de la pression totale dans l'enceinte. Il est constitué d'une pompe primaire à palettes et d'une pompe secondaire à diffusion d'huile. Il permet d'obtenir un vide dans l'enceinte. Avant l'introduction des gaz, la pression est de l'ordre de $\sim 10^{-3}$ Torr.
- ✓ **Système d'enregistrement des spectres** (Spectromètre AVASPEC) : un système de collection d'une fibre optique est utilisé pour l'enregistrement des spectres de rayonnement.

Les spectres émis sont enregistrés à travers une fenêtre de quartz (matière transparente pour une longueur d'onde entre 200-800 nm). Cette fenêtre est placée dans la partie centrale de la chambre de décharge du gaz (dans le cathode). L'intensité des spectres de rayonnement est moyennée sur la ligne d'observation coïncidant avec l'axe de la chambre de décharge. (L'erreur de mesure d'intensité de rayonnement est de 12 à 14 %) [4].

Un exemple de spectre enregistré est présenté dans la Figure IV-2.

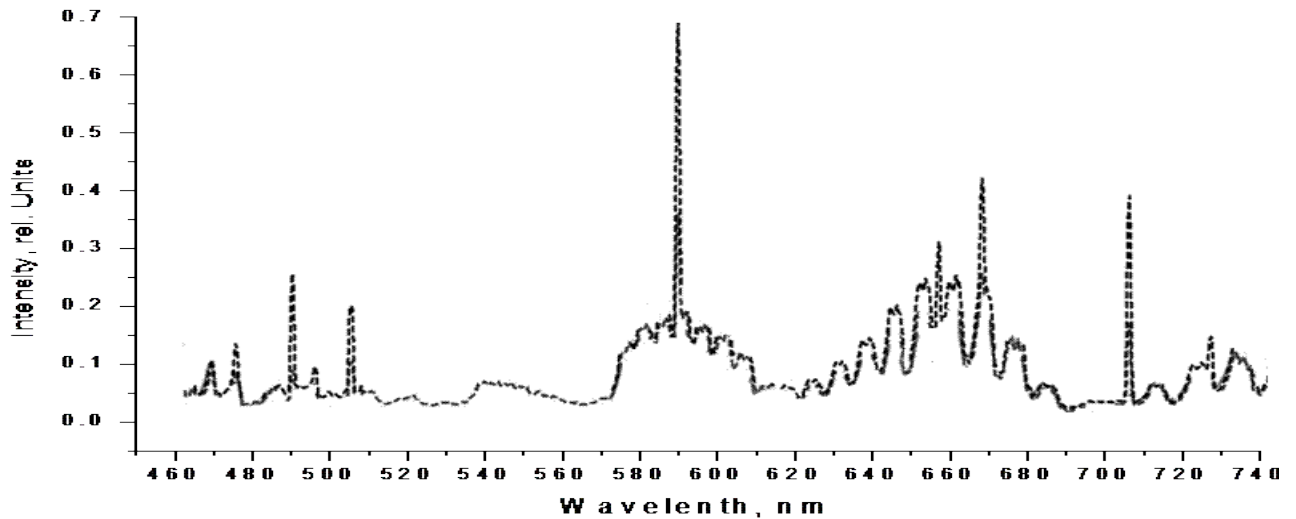


Figure (IV-2):Spectre expérimental résultant d'une chambre de décharge MW(2.45GHz) provoquée dans l'hélium pur avec une pression de 4.8 Torr et une puissance de 108W [4].

IV.3. Les spectres théoriques

Un programme numérique élaboré pour calculer les spectres théoriquement. Il est basé sur des données de physique atomique de chaque élément, sur les paramètres de collision de Van Der Waals et sur les causes d'élargissement d'un profil de raies (Naturel, Doppler, Stark et expérimental).

IV.3.1. Programme de calcul de profil de raie

Notre programme permet de modéliser théoriquement les spectres expérimentaux. Il est basé sur des données de physique atomique de chaque élément et les contributions suivantes :

Distribution de Maxwell-Boltzmann

La loi de Boltzmann

La loi de Saha

Chapitre IV : Modèle de Diagnostic Spectroscopique

Loi de Dalton

Loi de neutralité électrique

Loi de conservation de la matière

et sur les causes d'élargissement d'un profil de raies :

Élargissement naturel

Elargissement Doppler

Élargissement (Stark)

Elargissement de Van der Waals

Elargissement instrumental de forme Gaussien

Elargissement instrumental de forme Lorentzien

Profil Voigt

L'organigramme de notre programme est présenté dans la figure **(IV-3)** .

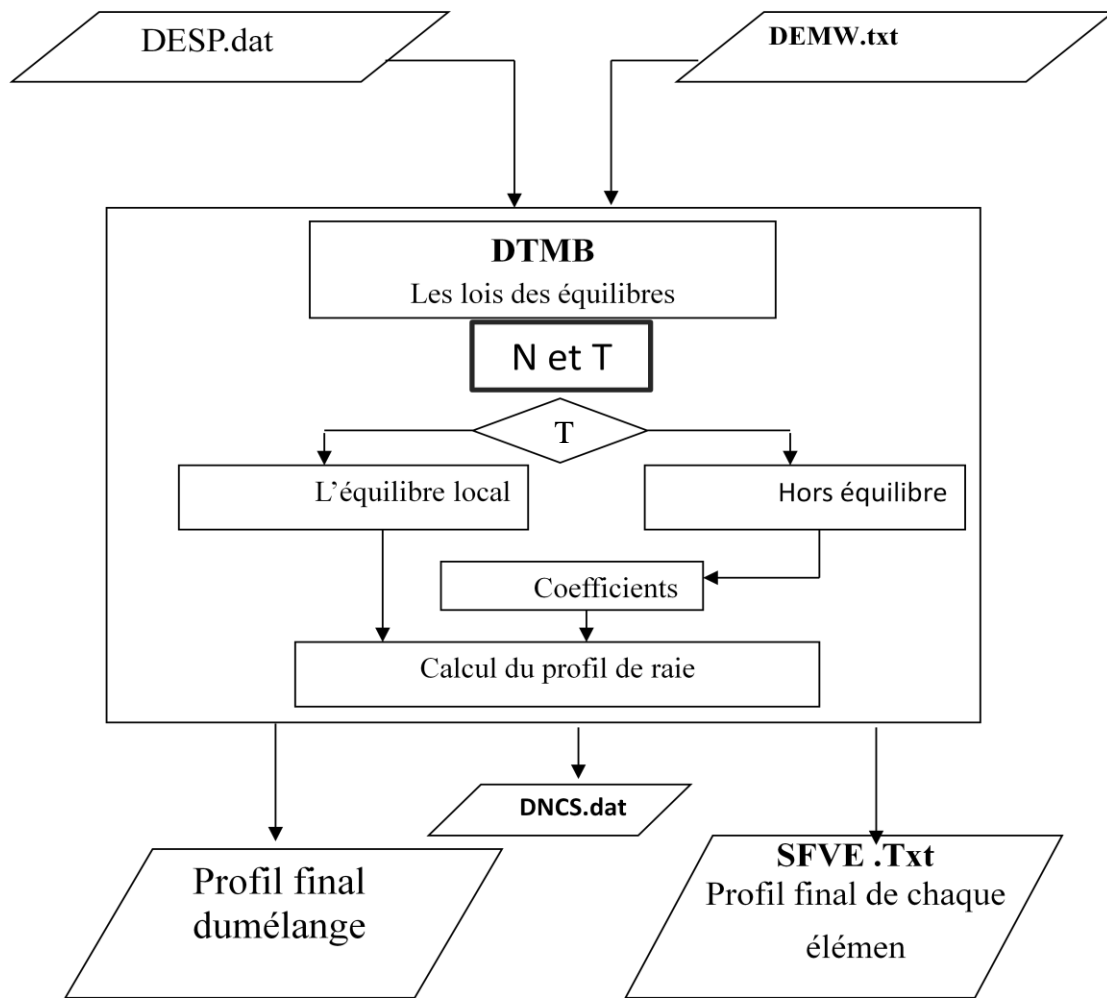


Figure (IV-3) : Organigramme du programme de calcul de profil de raie

IV.3.2. Description de programme

Notre programme est préparé pour travailler dans le cas d'une décharge électrique contenant un gaz pur. Le décharge est présentée par un fichier « DEMW.txt » qui contient les données suivantes:

1. La longueur d'onde minimale.
2. La longueur d'onde maximale.
3. Nombre de points représentant le spectre
4. Pression du gaz
5. Constante de Van Der Waals
6. Largeur expérimentale : forme gaussienne
7. Largeur expérimentale : forme lorentzienne
8. La masse atomique
9. Les fichiers d'entrée des bases de données atomiques de chaque élément.
10. Les densités de chaque espèce.

Le fichier « DESP.dat » est un fichier d'entrée sur lequel on a les longueurs d'onde des pics avec les intensités expérimentales relatives.

La zone DTMB est basée sur les Méthodes spectroscopiques :

- Si le milieu est à l'équilibre thermodynamique local on passe directement au calcul de profil de raie
- Si le milieu est hors d'équilibre thermodynamique local, on ajoute des coefficients (ces coefficients sont liés à la population de quelques niveaux de transitions).

« SFVE(1 ..5).txt » sont des fichiers de sortie contenant les profils finals de chaque élément.

« SFVM.txt » est un fichier de sortie contenant le profil final du mélange

« DNCS.dat » est un fichier de sortie contenant les élargissements de raie

IV.3.3. Les bases des données atomiques

Pour étudier les spectres expérimentales et la diagnostique nous préparons les bases des données de la physique atomique pour tous les éléments pouvant exister dans ce milieu (He, He⁺) et les impuretés possibles (O, Fe, H, Al) [82].

Cette base comprend la longueur d'onde, les niveaux d'énergie concernés, la probabilité de la transition concernée et les poids statistiques liés à chaque niveau d'énergie.

Les annexes A1 à A6 présentent les bases de données utilisées dans notre travail.

Chapitre V : Présentation et Analyse des Résultats

Chapitre V : Présentation et Analyse des Résultats

V.1. Introduction

Dans ce chapitre nous nous intéressons à l'étude des spectres dans la chambre de pulvérisation de décharge MW relatives aux expériences de V. A. Shakhmatov et Yu. A. Lebedev [4]. Il est demandé d'identifier les espèces atomiques présentes dans le plasma ainsi que les conditions physiques de température électronique et de densité électronique.

V.2. Identification des espèces atomiques

Les bases des données de physique atomique correspondent aux éléments pouvant se trouver dans le milieu. Le gaz considéré est l'hélium (He, He⁺) et les impuretés pouvant exister sont (O, Fe, H, Al). Les annexes (A1 – A6) présentent les bases de données de physique atomiques. La base de données comprend les niveaux d'énergie concernés (E_i et E_j), les poids statistiques (g_i et g_j) liés à chaque niveau d'énergie, les longueurs d'onde λ_{ij} des transitions et les probabilités des transitions radiatives (A_{ij}).

Le domaine de longueur d'onde considéré est 450nm à 750nm pour les éléments H, HeI, HeII, OI, FeI, AlI. Les tableaux (V-1 à V-6) et les figures (V-1 à V-6) ci-après présentent quelques transitions radiatives choisies et leurs spectres correspondants :

Tableau (V-1): Transitions radiatives correspondant à Hélium He I

Transition	Longueur d'onde (nm)	A_{ij} (s ⁻¹)
$1s4d(^1D) \rightarrow 1s2p(^1P^0)$	492.330	1.99 E +07
$1s3d(^3D) \rightarrow 1s2p(^3P^0)$	587.759	3.94 E +07
$1s3d(^1D) \rightarrow 1s2p(^1P^0)$	667.999	6.38 E +07
$1s3s(^3S) \rightarrow 1s2p(^3P^0)$	706.715	1.54 E +07

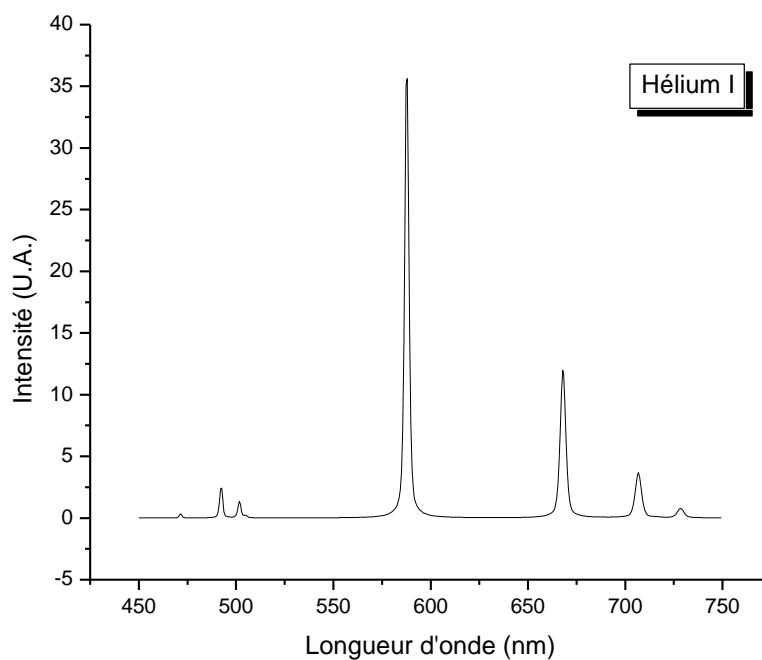


Figure (V-1): Spectre théorique de l'Hélium I

Tableau (V-2): Transitions radiatives correspondant à Hélium He II

Transition	Longueur d'onde (nm)	A_{ij} (s^{-1})
$4f(^2F^0)7/2 \rightarrow 3d(^2D)5/2$	468.58	2.2 E +08
$6g(^2G)9/2 \rightarrow 4f(^2F0)7/2$	656.199	2.2 E +07

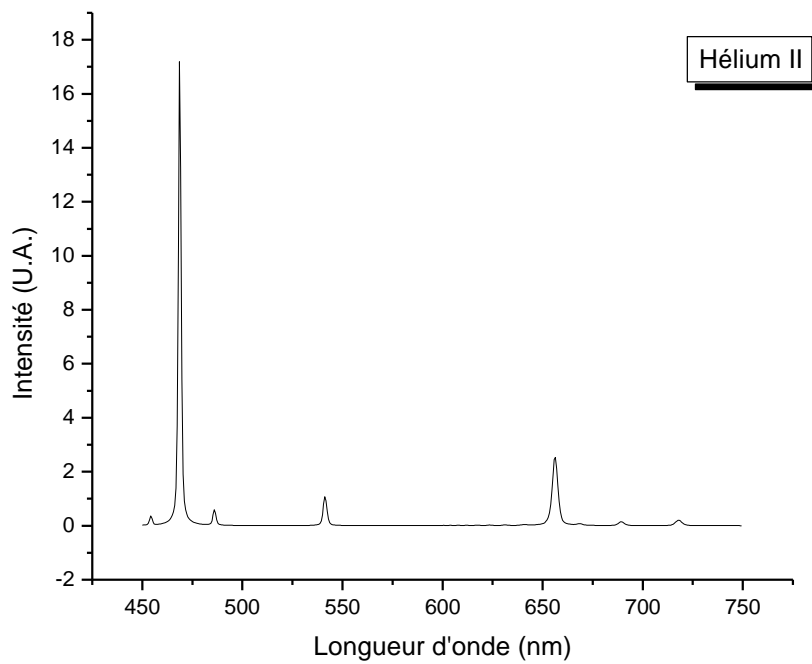


Figure (V-2) : Spectre théorique de l'Hélium II

Tableau (V-3): Transitions radiatives correspondant à Hydrogène H I

Transition	Longueur d'onde (nm)	A_{ij} (s^{-1})
$4d^2D^5/2 \rightarrow 2p^2P^{\circ 3/2}$	486.136	2.0625e+07
$3d^2D^5/2 \rightarrow 2p^2P^{\circ 3/2}$	656.285	6.4651e+07

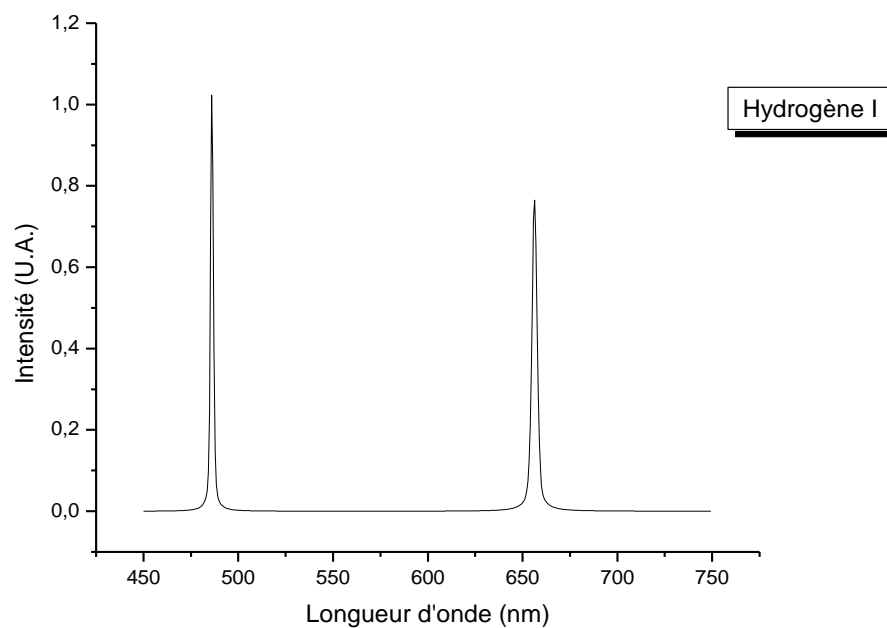


Figure (V-3) : Spectre théorique de l'Hydrogène I

Tableau (V-4) : Transitions radiatives correspondant à 'Oxygène OI

Transition	Longueur d'onde (nm)	A_{ij} (s^{-1})
$2s^2 2p^3(^4S^{\circ}) 7d \rightarrow 2s^2 2p^3(^4S^{\circ}) 3p$	477.245	7.00e+05
$2s^2 2p^3(^4S^{\circ}) 5d \rightarrow 2s^2 2p^3(^4S^{\circ}) 3p$	595.858	9.06e+05
$2s^2 2p^3(^4S^{\circ}) 5s \rightarrow 2s^2 2p^3(^4S^{\circ}) 3p$	645.598	3.85e+06

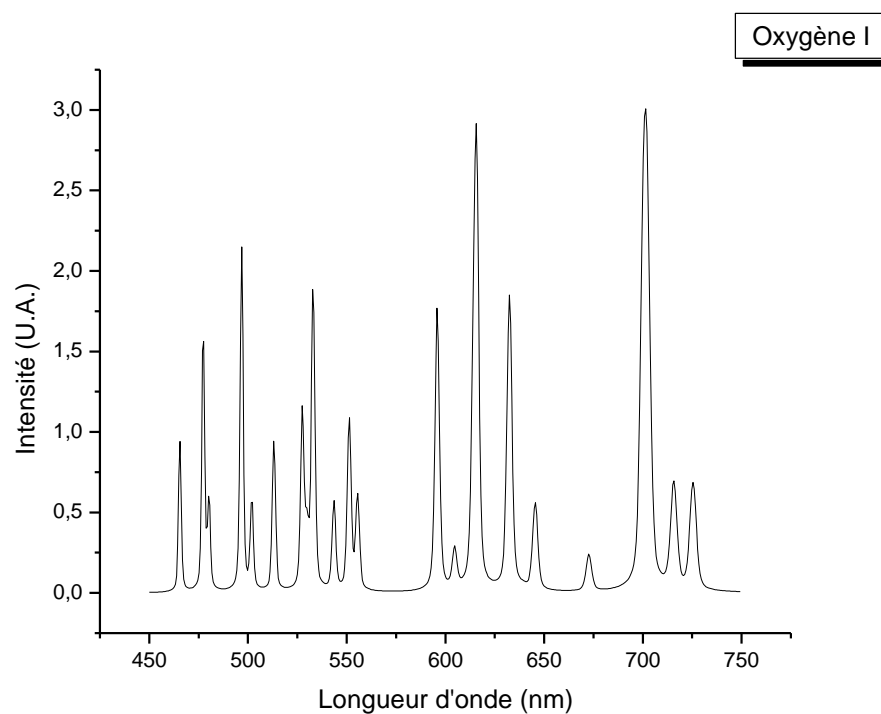


Figure (V-4) : Spectre théorique de l'Oxygène I

Tableau (V-5): Transitions radiatives correspondant à Fer Fe II

Transition	Longueur d'onde (nm)	A_{ij} (s^{-1})
$3d^6(^5D_4)4f \rightarrow 3d^6(^5D)4d$	500.195	1.57e+08
$3d^6(^5D_3)4f \rightarrow 3d^6(^5D)4d$	598.801	1.22e+07

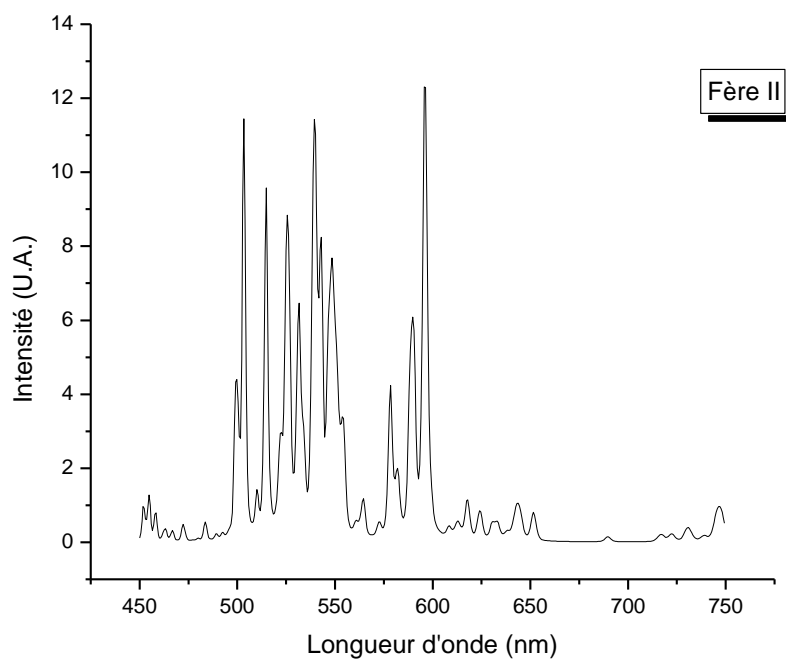


Figure (V-5): Spectre théorique de Fer II

Tableau (V-6) : Transitions radiatives correspondant à Aluminium Al I

Transition	Longueur d'onde (nm)	A_{ij} (s^{-1})
$3s^25p \rightarrow 3s^24s$	669.867	1.00e+06
$3s^29f \rightarrow 3s^23d$	690.628	1.15e+06
$3s^27f \rightarrow 3s^23d$	736.230	2.49e+06

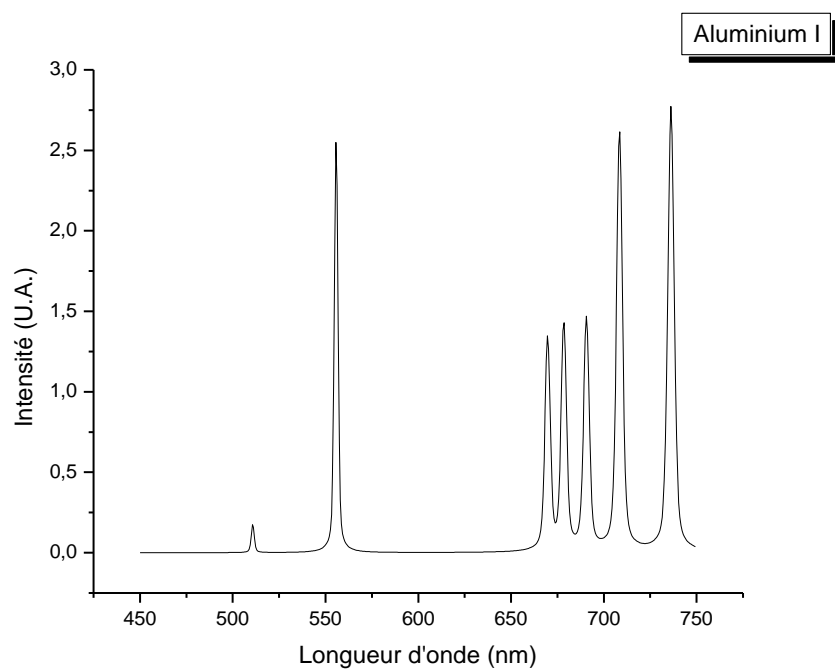


Figure (V-6): Spectre théorique de l'Aluminium I

Chapitre V : Présentation et Analyse des Résultats

La figure V-7 et la figure V-8 présentent le spectre pour l'ensemble des transitions étudiées ; la figure V-9 présente le spectre théorique total. L'échelle entre l'intensité de chaque espèce n'est pas respectée car le but est la vérification de l'existence de l'espèce. Les positions des pics concordent avec ceux du spectre expérimental.

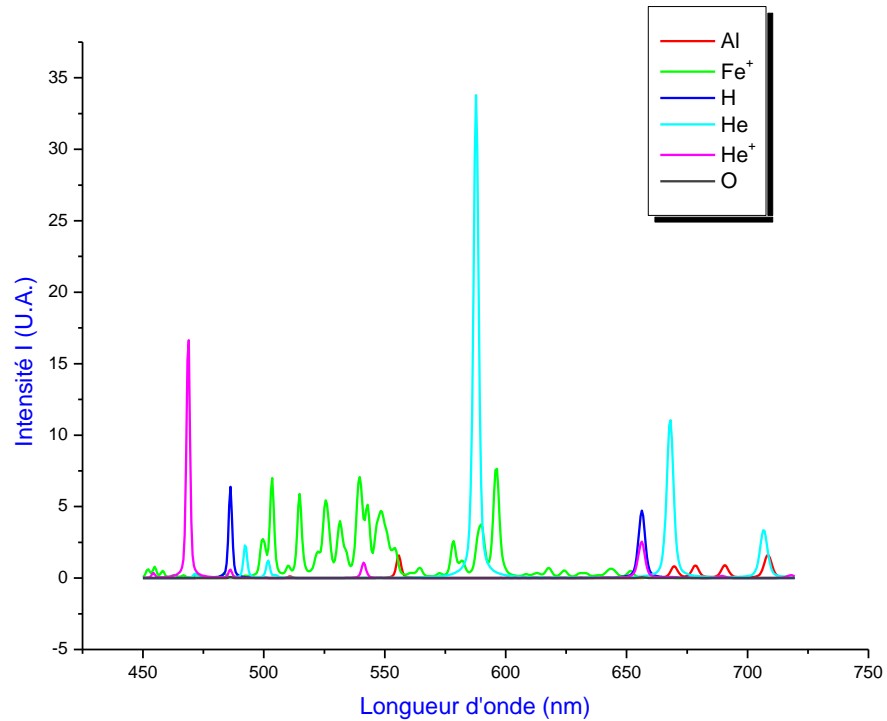


Figure (V-7): Spectres théoriques pour chaque élément (a)

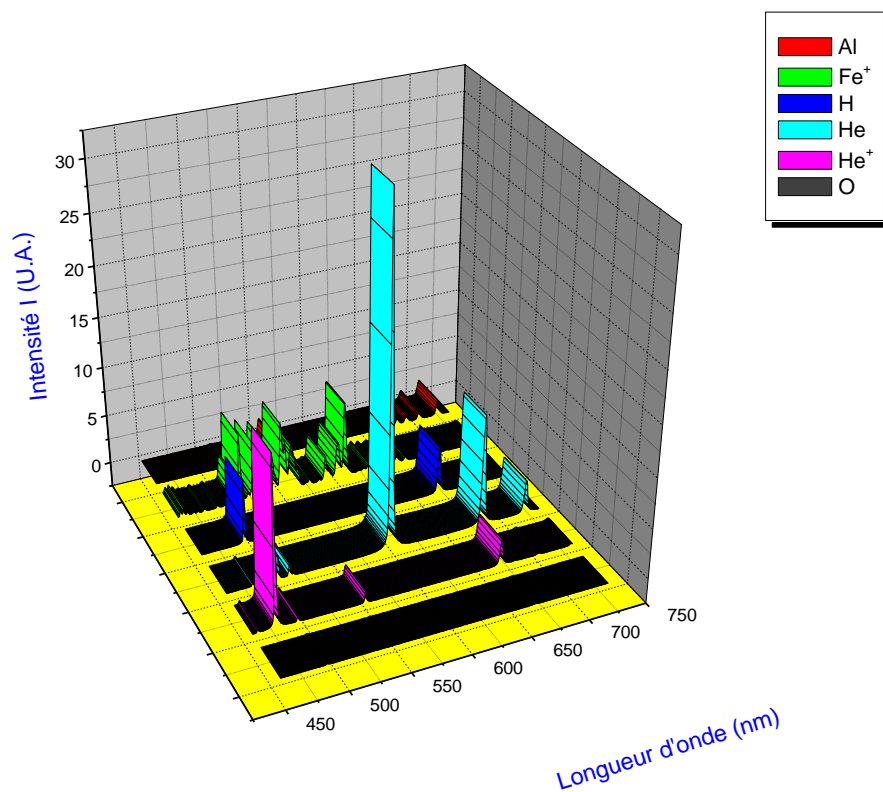


Figure (V-8): Spectres théoriques pour chaque élément (b)

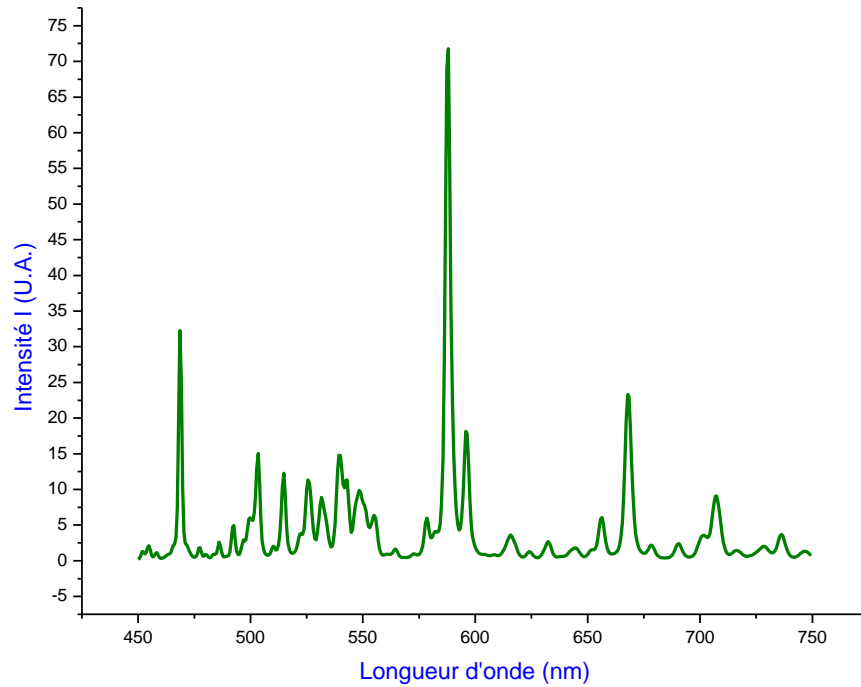


Figure (V-9): Spectre théorique total

A partir la comparaison entre les spectres expérimentale et les spectres théoriques on trouve les transitions des espèces présent dans le tableau (V-7), et indiqué dans la figure (V-10)

Tableau (V-7): Longueur d'onde d'espèces existantes

$\lambda(\text{nm})$	Espèce atomique
468	He ⁺
477.2	O
486	H
492.3	He
500.2	Fe ⁺
501.7	He
587.7	He
656.2	He et He ⁺
668	He
690	Al
706.7	He
736.2	Al

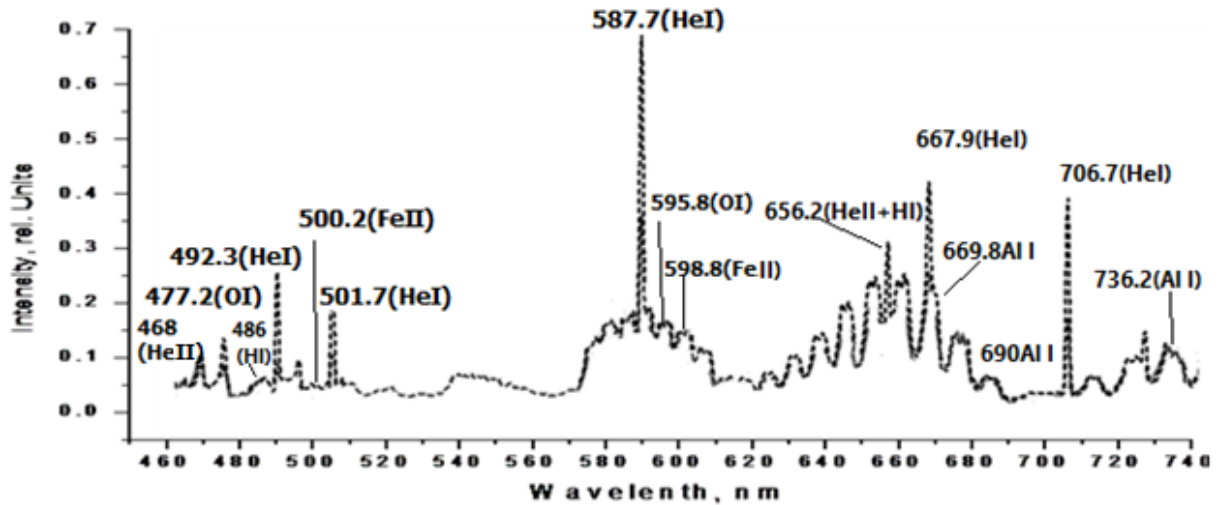


Figure (V-10): Indentifications des espèces existants dans le spectre expérimental

L'hélium constitue l'élément dominant dans le volume d'étude. Les principales transitions radiatives sont celles de l'hélium neutre HeI et l'hélium ionisé HeII. Les tableaux V-8 et V-9 présentent les données de physique atomique de HeI et HeII. Les intensités expérimentales I_{exp} sont relevées du spectre expérimental en unités arbitraires (u.a.).

Tableau (V-8): Données de physique atomique pour quelques transitions trouvées et les intensités expérimentales I_{exp} concernant l'hélium neutre He

N° de pic	$\lambda(\text{nm})$	$A_{ij}(\text{S}^{-1})$	E_i (ev)	E_j (ev)	g_i	g_j	I_{exp} (u, a)	Conf _i	Conf _j
Pic 1	492.330	1.99 E +07	23.736357	21.218044	3	3	1.6	1s4d(¹ D)	1s2p(¹ P ⁰)
Pic 2	587.759	3.94 E +07	23.073678	20.964248	1	1	5.9	1s3d(³ D)	1s2p(³ p ⁰)
Pic 3	667.999	6.38 E +07	23.074097	21.218044	3	3	3.5	1s3d(¹ D)	1s2p(¹ P ⁰)
Pic 4	706.715	1.54 E +07	22.718488	20.964117	3	3	3.3	1s3s(³ S)	1s2p(³ P ⁰)

Chapitre V : Présentation et Analyse des Résultats

Tableau (V-9): Données de physique atomique pour quelques transitions trouvées et les intensités expérimentales concernant l'hélium hydrogénoïde He+

N° de pic	$\lambda(nm)$	$A_{ij}(S^{-1})$	$E_i (ev)$	$E_j (ev)$	g_i	g_j	$I_{exp}(u, a)$	Conf _i	Conf _j
Pic 1	468.58	2.2 E +08	51.0167943	48.31581	6	8	1.1	4f(² F ⁰)7/2	3d (² D)5/2
Pic 2	656.199	2.2 E +07	52.906245	51.016816	8	10	2.6	6g(² G)9/2	4f(² F0)7/2

V.3. Justification des pics choisis dans le diagnostic

En utilisant les fondements théoriques du chapitre III, le calcul estimatif, par notre programme numérique, permet de calculer les élargissements des raies spectrales (tableau V-10), où :

$\Delta\lambda_N$ est un élargissement naturel

$\Delta\lambda_D$ est un élargissement Doppler

$\Delta\lambda_C$ est un élargissement par les collisions avec des particules neutres

$\Delta\lambda_S$ est un élargissement Stark

$\Delta\lambda_E$ est un élargissement expérimental

Tableau (V-10): Elargissement de quelques raies spectrales et leurs valeurs calculées à demi- hauteur en nm.

N° de pic	$\lambda(nm)$	$A_{ij}(S^{-1})$	$\Delta\lambda_S(nm)$	$\Delta\lambda_D(nm)$	$\Delta\lambda_N(nm)$	$\Delta\lambda_C(nm)$	$\Delta\lambda_E(nm)$
Pic 1	492.330	1.99 E +07	1.95×10^{-5}	3.05×10^{-4}	2.5×10^{-6}	4.85×10^{-7}	3×10^{-3}
Pic 2	587.759	3.94 E +07	2.02×10^{-2}	3.60×10^{-4}	3.2×10^{-6}	4.85×10^{-7}	3×10^{-3}
Pic 3	667.999	6.38 E +07	1.95×10^{-5}	4.14×10^{-4}	1.5×10^{-5}	4.85×10^{-7}	3×10^{-3}
Pic 4	706.715	1.54 E +07	00.00	4.38×10^{-4}	4.1×10^{-6}	4.85×10^{-7}	3×10^{-3}

Chapitre V : Présentation et Analyse des Résultats

La comparaison avec l'élargissement expérimental permet de conclure que l'élargissement dominant est l'élargissement instrumental. Sauf pour la raie 587.759 (pic2) on remarque une grande contribution de l'élargissement Stark.

Un calcul supplémentaire pour différentes valeurs de l'élargissement expérimentale est nécessaire. Nos calculs montrent dans les figures V-11 à V-15 la variation des intensités des pics en fonction de l'élargissement expérimental. Pour l'élargissement instrumental nous considérons un profil de type profil Voigt ; cette supposition n'a pas une grande influence sur les résultats pour les valeurs considérées.

Ce traitement permet de déterminer exactement les pics les plus stables pour ce type d'élargissement.

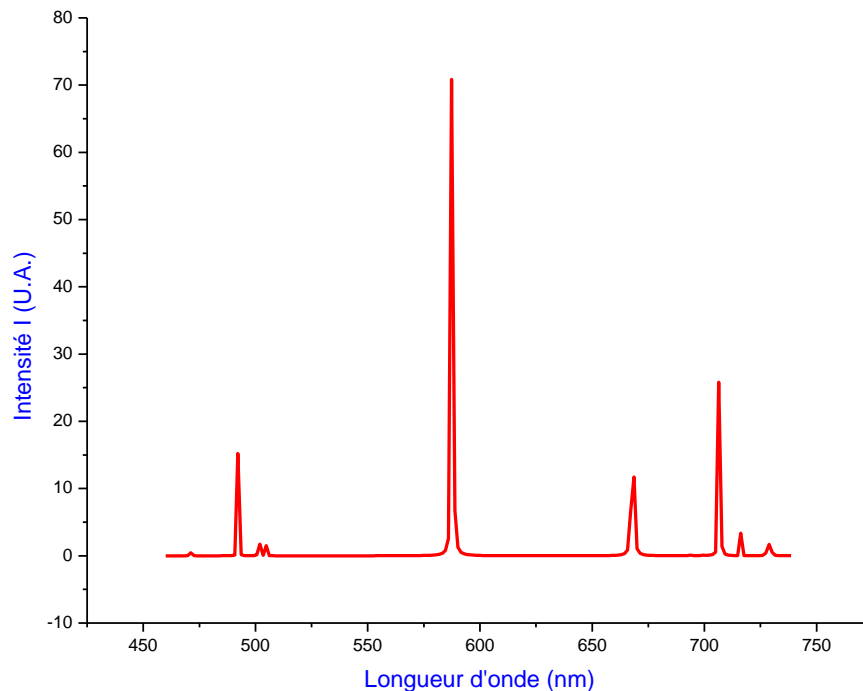


Figure (V-11): Spectres théorique pour l'HeI pour un élargissement expérimental 0.0001nm

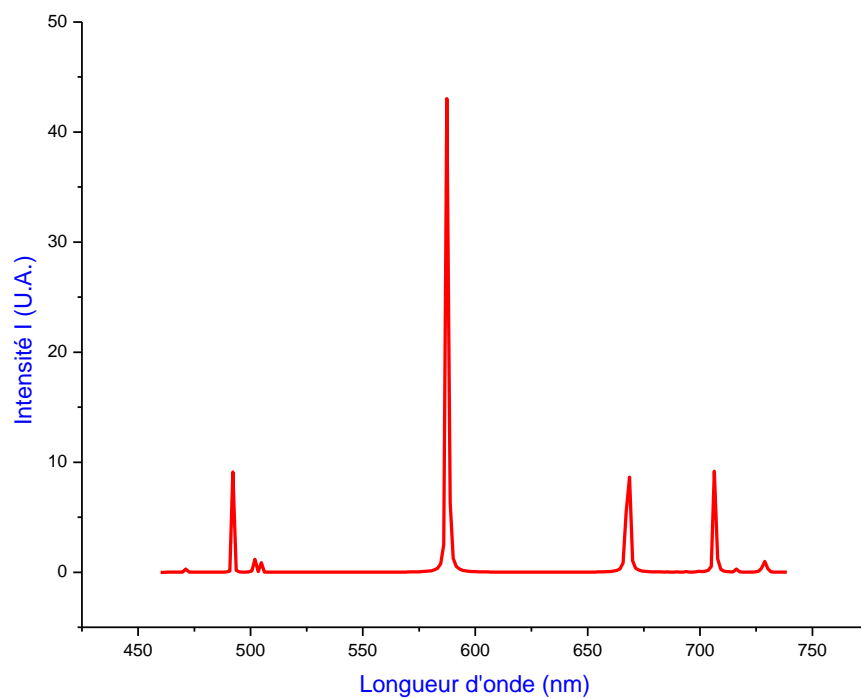


Figure (V-12): Spectre théorique pour l'HeI pour un élargissement expérimental 0.001nm

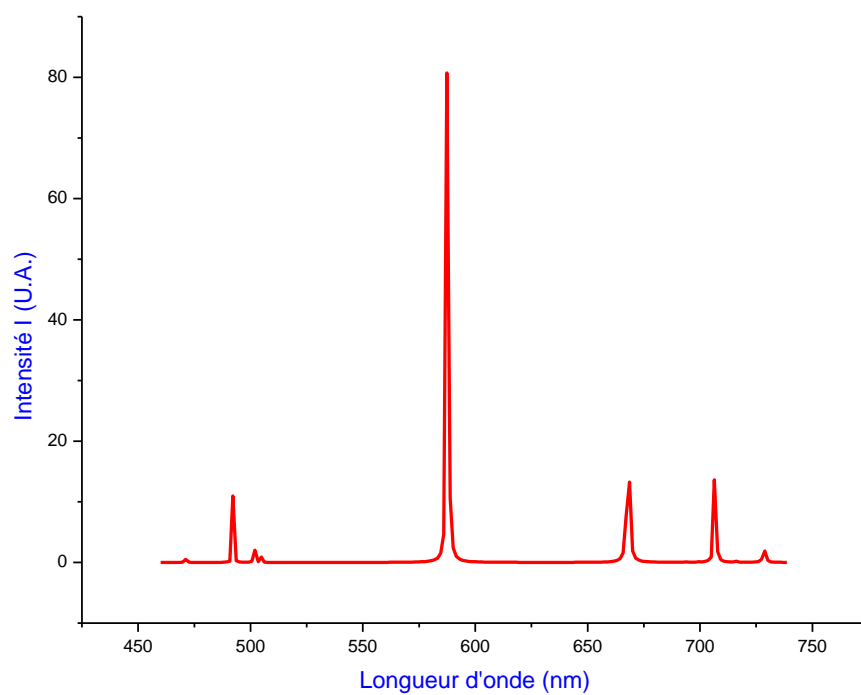


Figure (V-13): Spectres théorique pour l'HeI pour un élargissement expérimental 0.002nm

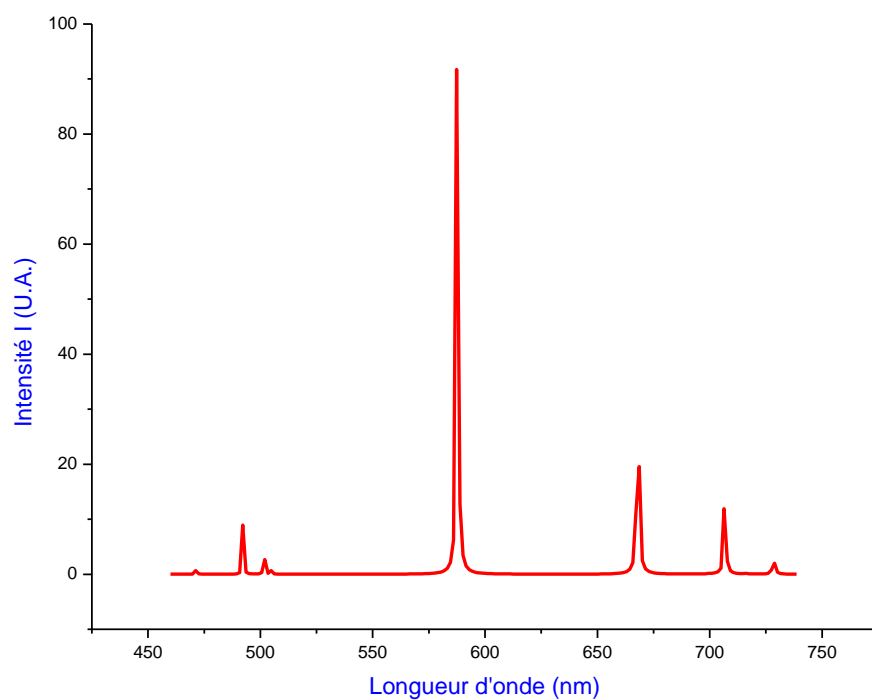


Figure (V-14): Spectre théorique pour l'HeI pour un élargissement expérimental 0.003nm

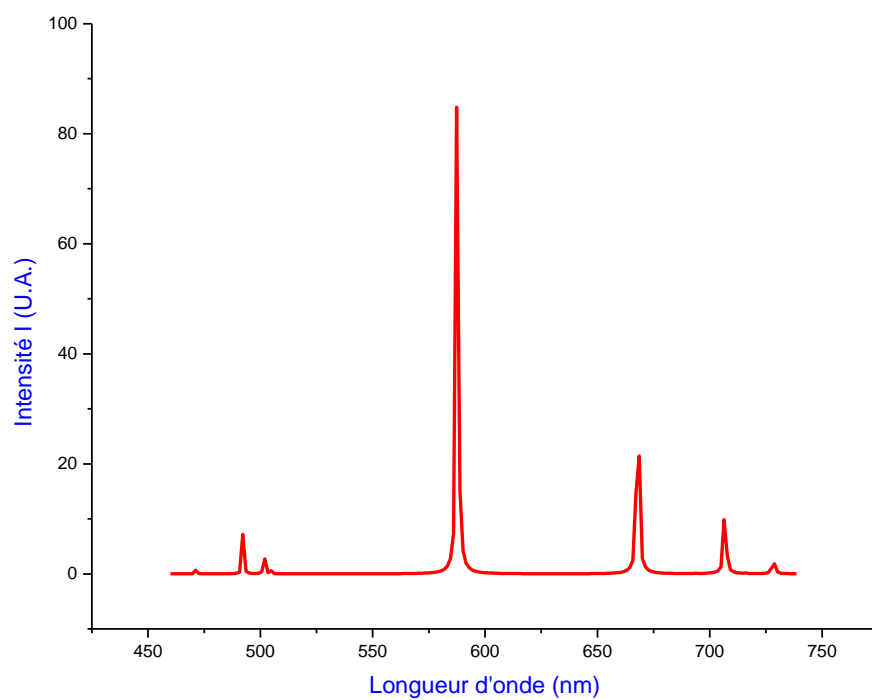


Figure (V-15): Spectre théorique pour l'HeI pour un élargissement expérimental 0.004nm

Chapitre V : Présentation et Analyse des Résultats

Soient les pics pic(i) correspondant aux transitions atomiques de l'hélium. Soit $\Delta\lambda_E$ la valeur de l'élargissement expérimental, les résultats de calcul de l'intensité de chaque Pic est présenté dans le tableau suivant V-11:

Tableau (V-11): Intensité totale théorique I_{th} des pics (en unité arbitraire)

$\Delta\lambda_E$.(nm) \ $I_{th}(u.a)$	I_{th} Pic1	I_{th} Pic2	I_{th} Pic3	I_{th} Pic4
0.0001	7	34	5.5	12
0.001	7	33.5	6.5	7
0.002	5	35	5.5	5.6
0.003	3	36	7.5	5
0.004	2.5	33	8.0	4

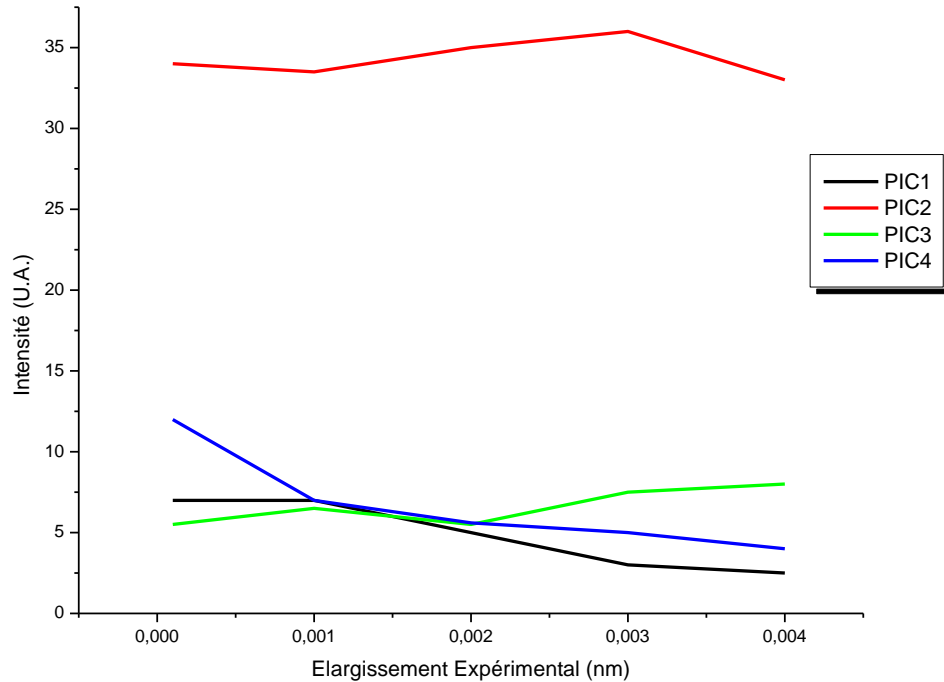


Figure (V-16): Variation de l'intensité totale des pics choisis en fonction de l'élargissement expérimental $\Delta\lambda_E$

Chapitre V : Présentation et Analyse des Résultats

Tableau (V-12): Variation de l'écart type de l'intensité totale des pics choisis en fonction de l'élargissement expérimental $\Delta\lambda_E$

$\Delta\lambda_E$.(nm) \ N° PIC	Pic1	Pic2	Pic3	Pic4
0.0001	2.1	0.3	1.1	5.28
0.001	2.1	0.8	0.1	0.28
0.002	0.1	0.7	1.1	1.12
0.003	1.9	1.7	0.9	1.72
0.004	2.4	1.3	1.4	2.72
I_{moy}	4.9	34.3	6.6	6.72
L'écart type	1.9	1.07	1.02	2.8
L'écart type sans la première valeur de $\Delta\lambda_E$	1.85	1.19	0.998	1.70

Pour les variations relatives, le pic 3 (668nm) est le plus stable. Nous allons faire les calculs en se basant sur cette transition $1s3d (^1D) \rightarrow 1s2p (^1P^0)$

.

.

V.4. Détermination de la densité électronique (N_e)

Nous appliquons la loi de Saha pour estimer la densité électronique dans le milieu.

Pour un plasma d'hélium, la loi de Saha est donnée par :

$$\frac{N_e \times N_{He^+}}{N_{He}} = \frac{2 \times B_{He^+}(T)}{B_{He}(T)} \frac{(2\pi m_e K_B T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \exp\left(-\frac{(E_{ion} + \delta E)}{K_B T}\right) \quad (V-1)$$

Où :

N_e : est la densité électronique

N_{He^+} : est la densité des ions He^+

N_{He} : est la densité des neutres He .

$B_{He^+}(T)$: la fonction de partition de He^+

$B_{He}(T)$: la fonction de partition de He .

Pour simplifier l'équation précédente (V.1) nous négligeons la densité ionique de l' He^{++} . Le calcul est fait en suivant les étapes suivantes :

- Calcul de la densité primaire du gaz de l'Hélium N_0 .
- Application de la loi de conservation de la matière ; soit : $N_0 = N_{He} + N_{He^+}$.
- Application de la loi de la neutralité du plasma ; soit : $N_e = N_{He^+}$.

Alors la formule simplifiée de la loi de Saha est :

$$\frac{N_e^2}{(N_0 - N_e)} = \frac{2 \times B_{He^+}(T)}{B_{He}(T)} \frac{(2\pi m_e K_B T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \exp\left(-\frac{(E_{ion})}{K_B T}\right) \quad (V-2)$$

Dans laquelle la fonction de partition $B(T)$ pour He et pour He^+ est égale au poids statistique du niveau fondamental g_i .

Pour l'hélium neutre, à l'état fondamental, $B_{He} = g_{He} = 2J_1 + 1 = 3$

Pour l'hélium ionisé, à l'état fondamental, $B_{He^+} = g_{He^+} = 2J_2 + 1 = 8$

Chapitre V : Présentation et Analyse des Résultats

Et l'énergie d'ionisation pour l'hélium est égale à 24.6 eV

On peut calculer la densité primaire en utilisant la température $T= 300\text{K}$ et la pression totale $P_t= 4.8 \text{ Torr}$. Suivant les données du montage expérimental et après l'application numérique dans l'équation (I-26) nous trouvons que la densité primaire du gaz de l'hélium est $N_0 = 1.544 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$.

L'application numérique dans la dernière équation donne la densité électronique suivante :

$$N_e = 3.67 \times 10^{+13} \text{cm}^{-3}.$$

D'autre part et à partir de la loi de conservation de la matière on peut déduire la densité de l'hélium neutre ; après un calcul simple on trouve que $N_{\text{He}} = 1.544 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$.

A partir des résultats trouvés, nous remarquons que :

- Le milieu est faiblement ionisé et que les neutres sont les espèces majoritaires. Le fait de négliger les ions de He^{++} dans le calcul est justifié.
- Le taux d'ionisation de notre milieu est égale à $2.3 \cdot 10^{-4}$; il est dans l'ordre de grandeurs des taux d'ionisation des plasmas froids (de 10^{-5} à 10^{-1}).
- D'autre part nous observons que la densité électronique de notre plasma est presque proche de l'ordre de 10^9 à 10^{12} particules par cm^3 ; c'est le cas des plasmas de micro-onde [83].

La loi de Saha est vérifiée dans les conditions de l'Equilibre Thermodynamique Local (ETL). Notre calcul est fait en supposant que cette loi reste vérifiée dans les conditions de l'expérience. En effet la température des particules neutres (atomes et molécules) est des ions est pratiquement celle du gaz ($T_{\text{gaz}}=300 \text{ K}$). Le rapport d'intensité entre les pics des deux espèces permet de vérifier cette hypothèse.

Chapitre V : Présentation et Analyse des Résultats

Alors notre calcul de rapport de l'intensité théorique et le rapport de l'intensité expérimentale donne les résultats présentés dans le tableau V-13

Tableau (V-13): La comparaison entre les rapports théorique et expérimentaux.

	Intensité Théorique	Intensité Expérimentale	Niveau fondamental de la transition
R₁₄	0.60	0.484	$\frac{1s4d(^1D) \rightarrow 1s2p(^1P^0)}{1s3s(^3S) \rightarrow 1s2p(^3P^0)}$
R₁₃	0.40	0.45	$\frac{1s4d(^1D) \rightarrow 1s2p(^1P^0)}{1s3d(^1D) \rightarrow 1s2p(^1P^0)}$
R₄₃	0.67	0.94	$\frac{1s3s(^3S) \rightarrow 1s2p(^3P^0)}{1s3d(^1D) \rightarrow 1s2p(^1P^0)}$

A partir du diagramme d'énergie de l'Hélium I (figure. V-17) et selon les résultats présentés dans le tableau (V-13) on remarque que :

La population réelle du niveau $1s3s(^3S)$ est supérieure à la population théorique calculée avec un multiple de 1.4 fois ; car la plupart des électrons excités sont situés dans le niveau 3s. Alors si on exclue ce niveau ($1s3s(^3S)$), on peut, donc, confirmer que la population des niveaux $1s4d(^1D)$ et $1s3d(^1D)$ sont suivant la loi d'équilibre thermodynamique (distribution de Boltzmann). Malgré qu'il y a un petit écart de 10% dans le niveau $1s4d(^1D)$ à cause de l'influence des collisions sur les niveaux supérieurs (chapitre II).

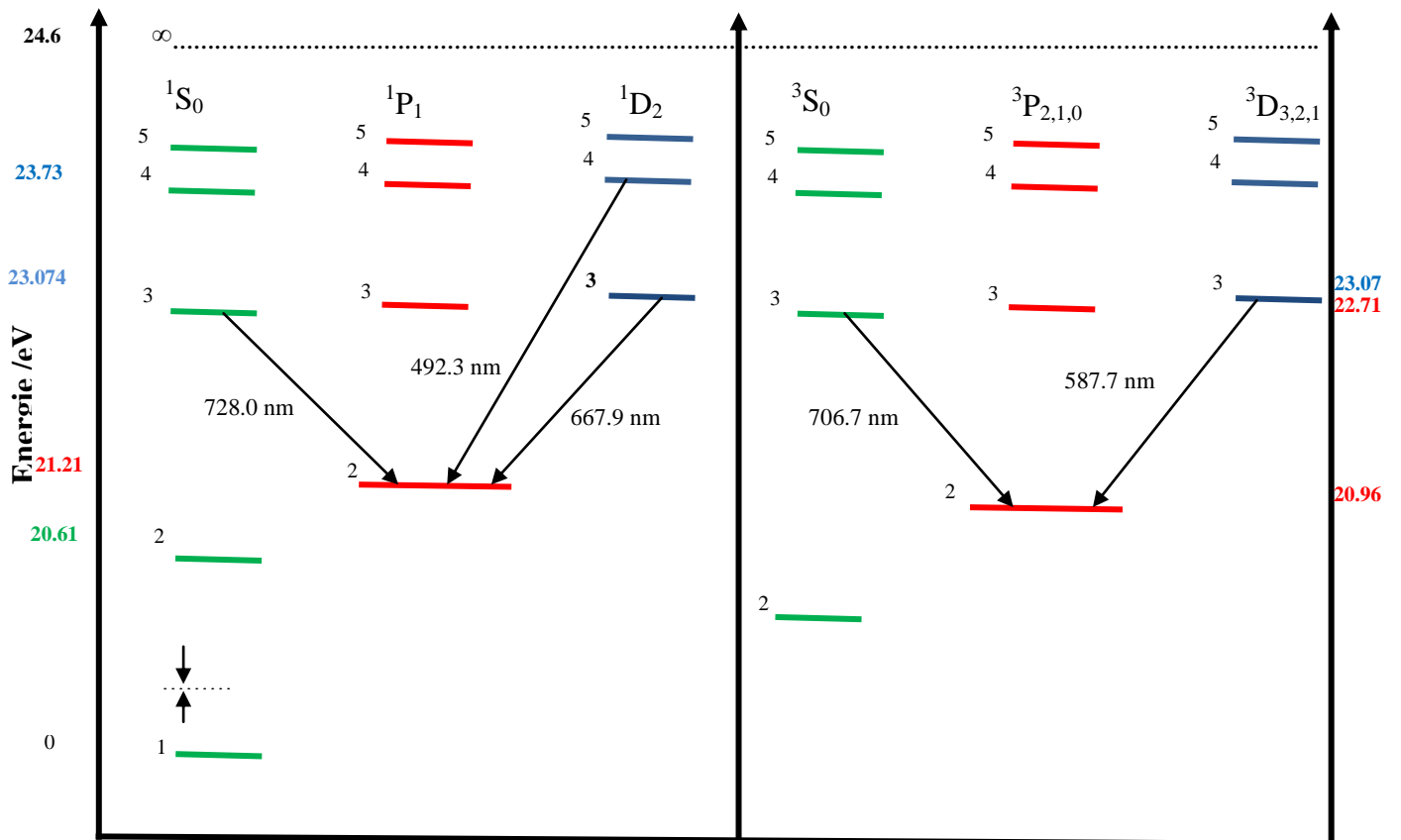


Figure (V-17): Diagramme d'énergie pour l'Atome de l'hélium et les transitions

V.5. Détermination de la température électronique (T_e)

Nous allons utiliser la méthode de rapport d'intensité de deux raies pour calculer la température, mais pour deux transitions radiatives pour deux degrés d'ionisation différents. C'est-à-dire pour les intensités de l'He et de l'He⁺.

Alors on prend le Pic 3 ($\lambda_1=667.99\text{nm}$) dans le tableau (V-8) et le Pic 1 ($\lambda_2=468.58\text{nm}$) dans le tableau (V-9). Parce que notre traitement numérique montre que le pic3 est le plus stable par rapport aux autres (voir tableau V-12).

Tandis que pour l'He⁺ on a deux choix seulement, soit le pic1 (468.58) ou le pic2 (656.20).

A cause de la présence de raies radiatives d'autres éléments proches du pic2 (656.20) (impuretés d'hydrogène par exemple, figure V-1), nous avons choisi le pic1 (468.58).

D'après l'équation (1-4) du paragraphe (I.1.4.2) chapitre I:

Soit λ_1 et λ_2 deux raies issues de niveaux de population N_1 et N_2

L'intensité totale de chaque raie est :

$$I_1 = \frac{N_1 A_1 h c}{\lambda_1} \quad (\text{V-3})$$

$$I_2 = \frac{N_2 A_2 h c}{\lambda_2} \quad (\text{V-4})$$

Où A_1 et A_2 sont les probabilités d'émission spontanée correspondantes.

A l'équilibre thermodynamique local (ETL), la population de chaque niveau est donnée directement par la loi de Boltzmann en fonction de la température du milieu :

$$N_1 = \frac{N_{He} g_1}{B_{He}(T)} \exp\left(-\frac{E_1}{k_B T}\right) \quad (\text{V-5})$$

$$N_2 = \frac{N_{He^+} g_2}{B_{He^+}(T)} \exp\left(-\frac{E_2}{k_B T}\right) \quad (\text{V-6})$$

$B_{He}(T)$ est la fonction du partition de He

Chapitre V : Présentation et Analyse des Résultats

$B_{He^+}(T)$ est la fonction du partition de He^+

Soit R le rapport entre les intensités des pics; d'où : $R = \frac{I_1}{I_2}$

Donc

$$T_e = T = \frac{(E_2 - E_1)}{\left[\ln\left(\frac{\lambda_1 A_2 g_2 R}{\lambda_2 A_1 g_1}\right) + \ln\left(\frac{N_{He^+}}{N_{He}}\right) - \ln\left(\frac{B_{He^+}}{B_{He}}\right) \right]} \quad (V-7)$$

L'incertitude de calcul de la température est :

$$\Delta T_e = \left| \frac{(E_2 - E_1)}{\left[\ln\left(\frac{\lambda_1 A_2 g_2 R}{\lambda_2 A_1 g_1}\right) + \ln\left(\frac{N_{He^+}}{N_{He}}\right) - \ln\left(\frac{B_{He^+}}{B_{He}}\right) \right]^2} \right| \left(\frac{\Delta R}{R} \right) \quad (V-8)$$

D'où

$$\frac{\Delta R}{R} = \left| \frac{\Delta I_1}{I_1} \right| + \left| \frac{\Delta I_2}{I_2} \right| \quad (V-9)$$

Alors

$$\Delta T_e = \left| \frac{T_e^2}{(E_2 - E_1)} \right| \left(\left| \frac{\Delta I_1}{I_1} \right| + \left| \frac{\Delta I_2}{I_2} \right| \right) \quad (V-10)$$

Pour les valeurs suivantes :

Raie 1: $\lambda_1=667.99$ nm, $E_1=23.0741$ eV; $I_1=3.5$

Raie 2: $\lambda_2=468.58$ nm, $E_2=51.0167$ eV; $I_2=1.1$

Après l'application numérique dans l'équation (V-7) la température en Kelvin est $T_e=37449.27$ K et en électronvolt est $T_e=(3.23 \pm 0.14)$ eV.

A partir des résultats trouvés nous remarquons que la valeur de la température électronique est en bon accord avec les résultats de la littérature. Pour ce type de plasmas, la température des électrons est typiquement comprise entre 3 et 5eV [84, 85].

Chapitre V : Présentation et Analyse des Résultats

Pour vérifier nos résultats on a recalculé théoriquement les spectres pour l'hélium neutre et l'hélium ionisé dans les conditions de la température et les densités calculés voir la figure (V-18).

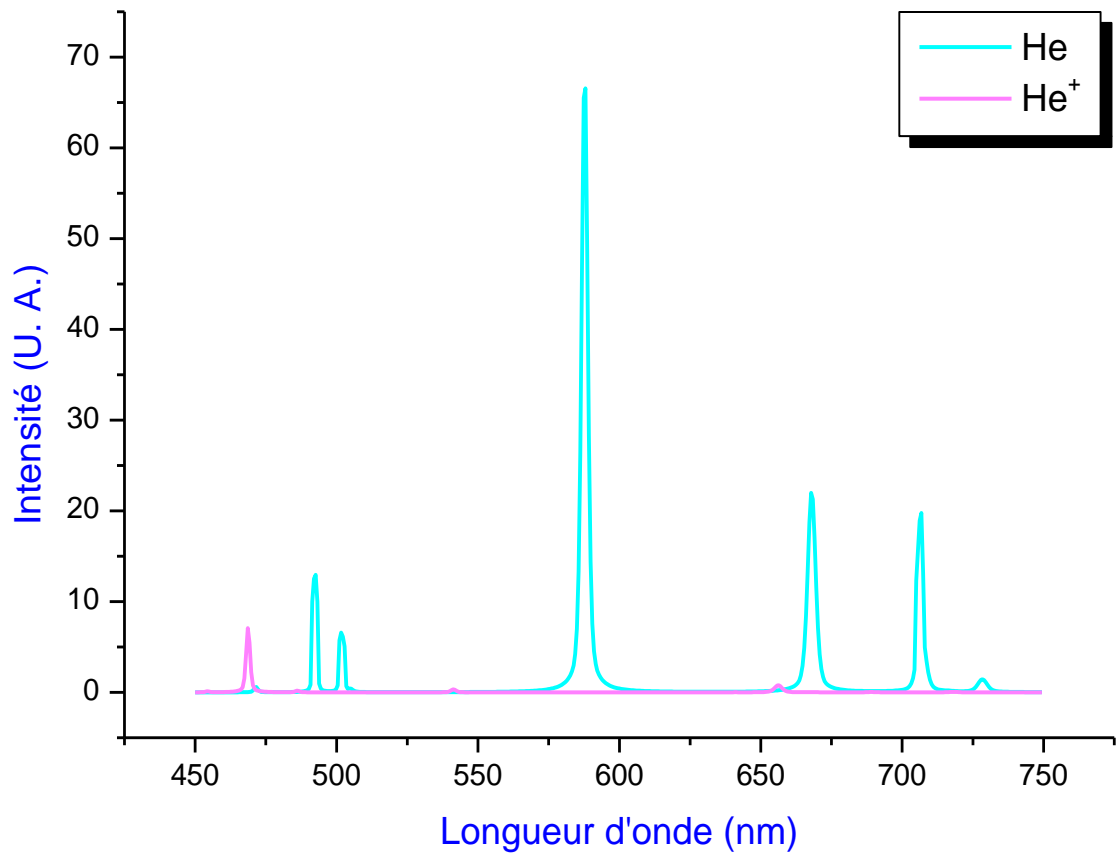


Figure (V-18): Spectre théorique de l'hélium neutre et l'hélium ionisé dans les conditions calculé ($T_e=3.23\text{eV}$, $N_e=3.67 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ et $N_{\text{He}}=1.543 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$)

A partir de la figure (V-18) le rapport d'intensité entre la raie (668nm)He et la raie (468.58nm)He⁺ est montré dans le tableau (V-14)

Chapitre V : Présentation et Analyse des Résultats

Tableau (V-14): La comparaison entre le rapport théorique et l'expérimental, entre la raie (668nm)He et la raie (468.58nm)He⁺

	R₁₂(Théorique)	R₁₂(Expérimental)	R₁₂(Expérimental) - R₁₂(Théorique)
R₁₂=I₁(668nm)He / I₂(468.58nm)He⁺	2.97	3.18	0.21

On remarque que **R₁₂(Théorique)** presque proche de **R₁₂(Expérimental)** et la différence entre eux montre que la densité réelle des ions He⁺ est inférieure à la densité théorique de 06.6%. On peut expliquer cette écart par trois paramètres :

Soit l'influence de l'incertitude de calcul du rapport expérimental ($\frac{\Delta R}{R} = \left| \frac{\Delta I_1}{I_1} \right| + \left| \frac{\Delta I_2}{I_2} \right| \approx 0.12$)

Soit la densité électronique n' est pas égale à la densité ionique; c'est-à-dire N_e est supérieure que N_{He⁺} par 06.6% .

Soit la population réelle du niveau **4f(2F⁰)7/2** pour l'ion He⁺ est moins peuplé par rapport la population théorique de 06.6%.

En tous les cas notre calcul dans l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local est reste valable.

V.6. Conclusion

Notre modèle numérique permet d'identifier plusieurs raies spectrales. Les spectres théoriques calculés sont en bon accord avec les spectres expérimentaux. Par l'utilisation de la méthode de Boltzmann nous avons calculé la température électronique, T_e=3.23eV. Elle concorde bien avec l'échelle de classification du plasma. L'application de la loi de Saha, nous donne une densité électronique du plasma de décharge électrique de l'ordre de N_e=3.67 10¹³cm⁻³.

Conclusion Générale et Perspectives

Conclusions Générale et Perspectives

La spectroscopie d'émission optique est une technique fréquemment utilisée dans la caractérisation des plasmas de décharge électrique. L'étude de la lumière émise par la décharge permet de recueillir beaucoup d'informations sur les paramètres internes de la décharge. Elle consiste à analyser le spectre de la lumière émise par le plasma.

Nous avons tenté dans cette thèse d'étudier des spectres expérimentaux émis dans une chambre de décharge contenant un gaz pur (l'hélium).

Pour réaliser ce travail, nous avons d'abord rappelé les paramètres de base de la physique des plasmas et ses applications dans le domaine industriel. C'est le but du premier chapitre. Nous avons montré que le plasma est un milieu très complexe. Il contient plusieurs espèces (atomes, ions, électrons) qui sont en perpétuelle collision. Nous avons également abordé les paramètres internes d'un plasma. Nous avons classé la décharge électrique et présenté l'évaluation du potentiel électrique inter-électrodes. Nous avons classé aussi les types de collisions et les différentes lois de l'équilibre thermodynamique (lois de Maxwell, Boltzmann, Arrhénius, Guldberg-Waage, Saha-Eggert et Planck) et les conditions de l'équilibre thermodynamique. Nous avons aussi montré que les plasmas de laboratoire ne sont pas en équilibre thermodynamique complet et que l'équilibre thermodynamique local peut être appliqué selon notre modèle de diagnostic.

Ce travail nous conduit à étudier et à comprendre les formalismes de base pour l'élaboration d'un profil de raie. Les différents modes d'élargissements ont été présentés (naturel, Doppler, Stark et expérimental), ainsi que les différents types des spectroscopies du plasma, surtout la Spectroscopie d'émission optique. Ceci a fait l'objet du troisième chapitre.

Dans le quatrième chapitre, nous avons commencé par décrire le dispositif expérimental utilisé par V. A. Shakhatov et la présentation des spectres expérimentaux. Ces spectres sont celles de plasma de décharge électrique, provoquée dans l'hélium pur avec une pression de 4.8 Torr, une puissance MW de 108W. Notre modèle numérique permettant l'identifier des raies spectrales et le calcul des intensités et des élargissements a été présenté. Il fallait préparer aussi les bases de

données atomiques des différents éléments émettant dans le réacteur (HeI, HeII, OI, HI, AlI et Fe II).

Dans le cinquième et dernier chapitre, nous exposons et discutons nos résultats. Les comparaisons des spectres expérimentaux obtenus par V. A. Shakhatov montrent que les spectres théoriques calculés sont en bon accord avec les spectres expérimentaux. Par l'utilisation de la méthode de Boltzmann nous avons calculé la température électronique, ($T_e=3.23\text{eV}$) qui coïncide bien avec l'échelle de classification du plasma froid. L'application la loi de Saha dans notre modèle donne de bonnes valeurs de densité électronique du plasma de décharge électrique ($N_e=3.67 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$, $N_0=1.544 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, $N_n=1.543 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$).

Un calcul qui tiendrait compte de tous les élargissements et de la fonction de partition exacte permettrait d'obtenir de meilleurs résultats.

Références

Références

- [1] L.Zeghichi , L.Mokhneche and M.Djebabra, ' The Monte Carlo Method for the Study of an Electrical Discharge', ICSD-Bologna ,pp. 636-639,Italy, (2013).
- [2] P. Sigmund, *Phys. Rev.* 184, 383, (1969).
- [3] F. Bouanaka, S. Rebiai, H. Bahouh, S. Sahli, "Modeling of low pressure collisional argon plasma in DC discharge ",*Global Journal of Physical Chemistry*, (2011).
- [04] V. A. Shakhmatov and Yu. A. Lebedev, " Radiation Spectroscopy in the Study of the Influence of a Helium–Nitrogen Mixture Composition on Parameters of DC Glow Discharge and Microwave Discharge", (2011).
- [5] H.R. Griem; "Spectral Line Broadening by Plasma"; academic press, New York, (1994).
- [6] L. Gogbert, A. Calisti, R. Stamm, B. Talin, R. W. Lee et L. Klein, *Phys. Rev. E* 49 5644, (1994).
- [7] L. Rezeau et G. Belmont, ' QUELQUES PROPRIETES DES PLASMAS', Université de Pierre et Marie Curie, (2007).
- [8] B.Held; "physique des plasmas froids"; Ed. Masson, (1994).
- [9] C. Perker. Wimel; "Introduction à la spectroscopie des plasmas";Gordon et Breach. Science publishers, INC. NEWYORK. (1967).
- [10] P. Fauchais; "Gaz Ionisés et Plasmas"; Technique de l'Ingénieur, AF3 560.
- [11] S. Pellerin, J.M. cormier, F. Richard, K. Musiol et J. Chapelle; *J. Phu. D: Appl. Phys.* N°29, pp 726-739, (1996).
- [12] B. H. Bransden et C. J. Joachain; "physics of atoms and Molecules", ed. LST, New York, (1983).
- [13] K. Chénini; " Etude des effets microscopiques de l'opacité et de la non homogénéité des champs électriques locaux sur la redistribution du rayonnement dans les plasmas denses et chauds' ; Thèse de Doctorat Université de Ouargla, (2010).
- [14] A. M. Pointu; "Physique des décharges", Ecole d'été, Edition de physique, (1983).
- [15] J. M. Poitevin, *T. Phys. D. Appl. Phys.*, 12, (1979).
- [16] D. Poirier; "Validation de la Vitesse de l'Ecoulement d'un Plasma à l'Aide de Sonde Electrostatique par la Fluorescence Induite par Laser Université de Québec, (1998).
- [17] A. Richardt et A. M. Durand; "Le vide, Les couches minces, Les couches Dures"; Ed. In Fine Paris, (1994).

- [18] A. Benz et al.; "Plasmas: des étoiles...au quotidien"; CRPP, (2000).
- [19] Nicolas Naude, 'Etude électrique de la physique d'une décharge de Townsend à la pression atmosphérique et son interaction avec un générateur', Thèse de doctorat, Université Toulouse III, (2005).
- [20] H. K. Yasuda, in: *Plasma polymerization*, Academic Press, (1985).
- [21] R. H. Hansen, J. V. Pascale, T. de Benedictis, P. M. Rentzepis, "Effect of atomic oxygen on polymers", *J. Polym. Sci.: Part A*, 2205-2214, (1965).
- [22] M. Laroussi, "Low Temperature Plasma-Based Sterilization: Overview and State-of-the-art", *Plasma Process. Polym.*, 391-400, (2005).
- [23] D. A. Markgraf, "Corona Treatment: An Overview", <http://www.enerconind.com/treating/papers/overview/overview.pdf>, (2001).
- [24] J. L. Linsley Hood, "The Corona discharge treatment of plastics films", *Proc. 6th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications (GD-80)*, Edinburgh, pp. 86-90, (1980).
- [25] T. Uehara, "Corona discharge treatment of polymers", in *Adhesion Promotion Techniques: Technological Application* (K. L. Mittal and A. Pizzi, eds.), Marcel Dekker, New York, Basel, Chapter 7, pp. 139-174, (1999).
- [26] A. Villermet, P. Cocolios, G. Rames-Langlade, F. Coeuret, J. L. Gelot, E. Prinz, F. Forster, "ALDYNETM : surface treatment by atmospheric plasma for plastic films converting industry", *Surface and Coatings Technology*, 174-175; 899-901, (2003).
- [27] S. Martin, F. Massines, N. Gherardi and C. Jimenez, "Atmospheric pressure PE-CVD of silicon based coatings using a glow dielectric barrier discharge", *Surface and Coatings Technology*, 177-178, 693-698, (2004).
- [28] R. Foest, F. Adler, F. Sigeneger, M. Schmidt, "Study of an atmospheric pressure glow discharge (APG) for thin film deposition", *Surface and Coatings Technology*, 163-164, 323-330(2003)
- [29] R. B. Gadri, J. R. Roth, T. C. Montie, K. Kelly-Wintenberg, P. P.Y. Tsai, D. J. Helfritch, P. Feldman, D. M. Sherman, F. Karakaya, Z. Chen, "Sterilization and plasma processing of room temperature surfaces with a one uniform glow discharge plasma (OAUGDP)", *Surface and Coatings Technology*, 131, 528-542, (2000).

- [30] O. Goossens, E. Dekempeneer, D. Vangeneugden, R. Van de Leest, C. Leys, "Application of atmospheric pressure dielectric barrier discharge in deposition, cleaning and activation", *Surface and Coatings Technology*, 142-144, 474-481, (2001).
- [31] H.-E. Wagner, R. Brandenburg, K. V. Kozlov, A. Sonnenfeld, P. Michel, J. F. Behnke, "The barrier discharge: basic properties and applications to surface treatment", *Vacuum*, 71, 417-436, (2003).
- [32] S. Martin, *Mécanismes de croissance et propriétés de couches minces de silice hydrogénée réalisées par décharge lumineuse à la pression atmosphérique en mélange silane, protoxyde d'azote, azote*, Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier, (2003).
- [33] E. Croquesel, *Décharges contrôlées par barrière diélectrique dans l'argon et l'azote à la pression atmosphérique. Application à l'adhérence du polypropylène*, Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier, (2001).
- [34] E. Kuffel, W. S. Zaengl and J. Kuffel, *High Voltage Engineering Fundamentals* (Newnes) (2nd ed.). Butterworth-Heinemann, (2000).
- [35] M. S. Naidu, *High Voltage Engineering* (2nd edition ed.). (t. M.-H. company, Ed.) New York: Quebecor/Book Press, (1995).
- [36] J. H. Ferziger, & H G Kaper, *Mathematical Theory of Transport Processes in Gases*. North-Holland Pub. Co, (1972).
- [37] L. Reichel, *Modern cours in statistical physics*. A wiley-interscience publication, (1997).
- [38] B.H. Bransden, C.J. Joachain, *Physics of atoms and molecules*. (L. P. Group, Ed.) Inland: Longman House, (1982).
- [39] J. Bretagne; "Mécanismes élémentaires dans les décharges"; *Laboratoire de Physique des Gaz et Plasma*, Université Paris- Sud, Orsay Cedex, France.
- [40] Smail Boudjadar, ' *Etude de la pulvérisation induite par des ions lourds multichargés*', Thèse de doctorat, Université Mentouri, Constantine, (2005).
- [41] D. Vernhet, J. P. Rozet, K. Wohrer, L. Adoui, C. Stephan, A. Cassimi, J. M. Ramillon, *Nucl. Instr. Meth. B107*, 71, (1996).
- [42] A. Messiah, *Quantum Mechanics* (Vol. 2). Amsterdam: North Holland Publishing Company, (1962).
- [43] L. G. Christophorou, L. A. Pinnaduwege, *Basic Physics of Gaseous Dielectrics*. *IEEE Transactions on Electrical Insulation* , 25 (1), pp. 55-74, (1990).

- [44] J. M. Meek, J.D.Craggs, *Electrical breakdown of gases*. Oxford: Clarendon Press, (1953).
- [45] G. G. Raju, *Dielectrics in Electric Fields (Power Engineering, 19) (1st ed.)*. New York: CRC Press, (2003).
- [46] S. VACQUIE : ''L'arc électrique et ses applications ''CNRS, Tome 1, Paris, (1984).
- [47] J.-J. Bessot; ''Dépôts par pulvérisation cathodique'', MI 657.
- [48] F. Silva, K. Hassouni and S. Béchu, 'Plasma Micro-onde: Sources et couplage', 2ème Journée Francophone, Toulouse, (2011).
- [49] F. Khelifaoui; ''Modèle de profils Stark d'ion Multichargés sans les plasma chauds'', thèse de doctorat, Université de Provence, France, (1991).
- [50] M. T. Meftah; ''contribution au formalisme de l'élargissement de raies dans les plasma'' thèse de doctorat, Université de Provence, France, (1996).
- [51] K. Grützmacher, U. Johasen; ''Spectral Line Shapes'', Vol.7,P.139, ed par R. Stamm et B. Talin (carry le roué), France, (1992)
- [52] M. Baranger, *Phy. Rev.* 112,855, (1958).
- [53] M. Baranger, *Phy. Rev.* 111,494, (1958).
- [54] A. C. Kolb et H. R. Griem, *Phys. Rev.* 111, 514, (1958).
- [55] L. A. Woltz et C. F. Hooper, *J. Phy. Rev. A* 38, 4722, (1988).
- [56] A. Calisti, F. Khelifaoui, R. Stamm, B. Talin et R. W. Lee, *Phys. Rev A* 42 5433
- [57] H.W.Drawin et F.Emard, *Beitr. Plasma phys.*, 13, 143-168, (1973).
- [58] A. Corney; ''Atomic and Laser Spectroscopy'', Glarendom Press. Oxford, (1977).
- [59]] G. Bekefi, C. Deutsch et B. Yaakobi ; « Spectroscopic diagnostics of laser plasmas » *Spectroscopic Diagnostics of Laser Plasmas*, John Wiley Sons, New York, (1976).
- [60] L. Tonks et I. Langmuir, *Phy. Rev.*,33,195, (1929).
- [61] J. M. Hollas ; « Spectroscopie », Dunod, Paris, (1998).
- [62] Yugeswaran et V. Selvarajan; « Electron number density measurement on a DC argon plasma jet by stark broadening of Ar I spectral line », *Vacuum*, Vol. 81, no 3, pp. 347–352, (2006).
- [63] J. Tranchant ; « Etude de couches minces déposées par pulvérisation magnétron positionnée pour l'ingénierie de contraintes – cas du MoCr et de nano-canaux de carbone », Thèse de doctorat, Université de Nantes, (2007).

- [64] L. V. Tarassov ; « *Bases physiques de l'électronique quantique: domaine optique* ». Éditions Mir, Moscou, (1979).
- [65] A. Deneuille, J. C. Bruyère, A. Mini, H. Hamdi et H. Kahil ; « *Cellules solaires: quelques aspects des structures «Schottky» à base de silicium amorphe hydrogéné* », *Revue de Physique Appliquée*, Vol. 15, no 2, pp. 233–240, (1980).
- [66] Z. Ballah, F. Khelfaoui et M.T. Meftah ; « *modelisation numerique des proprietes electriques dans un pulverisateur cathodique magnetron* », *Annales de la Faculté des Sciences et Sciences de l'Ingénieur*, Vol.1, no 3, pp.24-31, (2009).
- [67] M. Razafinimanana, A. Gleizes et S. Vacquie ; 'Mesure de la densité électronique et écarts à l'équilibre de composition dans les arcs de SF₆-N₂' ; *Revue de Physique Appliquée*, Vol. 23, no 7, pp 1325–1331, (1988).
- [68] T.Wujec and J. Musielok, vol. 95 No=02 ACTA Physica Polonica A,(1999).
- [69] T. Grycuk, M. Michalicka and J. Rogaczewski ; Vol. 101 No=06 ACTA Physica Polonica A 2002.
- [70]A. Sainz, M. C. García and, M. D. Calzada ; Vol. 29C, p4, 132, ECA ,(2005).
- [71] 21th International Conference on Spectral Line Shapes, Saint-Petersburg, June 3–9, (2012).
- [72] A. R. Field, P. G. Carolan, N. J. Conway, M. G. O'Mullane, *Rev. Sci. Instrum.* 70: pp. 355, (1999).
- [73] J. W. Ahn, D. Craig, G. Fiksel, *Phys. Plasmas* 14: pp. 083301, (2007).
- [74] E. Cal, *Plasma Phys. Controlled Fusion* 43: pp. 813, (2001).
- [75] S. I. Lashkul, A. B. Altukhov, V. V. D'yachenko, L. A. Esipov, M. Yu. Kantor, D. V. Kuprienko, A. D. Lebedev, Ya. A. Nikerman, A. Yu. Popov, *Plasma Physics Reports* ,Volume 38, Issue 11, pp 851-862,(2012).
- [76] C. Yubero, M.C. García, M. Varo and P. Martínez, *Acta Part B*, Vol90 pp61-67,(2013).
- [77] Vladimir Milosavljevic, Mick Donegan, Patrick J. Cullen, and Denis P. Dowling, *Journal of the Physical Society of Japan* 7566 (JPSJ)83, (2014).
- [78] L. Benmebrouk, "Etude des spectres d'émission d'ions de déposition sur couches minces" *Mémoire de Magister, Université Kasdi Merbah Ouargla*, (2003).
- [79] M. Azzaoui, F. Khelfaoui, "Etude des spectres d'émission d'ions d'argon lors de déposition sur couches minces dans un pulvérisateur cathodique magnétron", *ATS* , Vol. 5, N° 2, (2013).

Références

- [80] M. Azzaoui ; 'Etude de spectroscopie atomique et moléculaire dans un pulvérisateur cathodique magnétron' ; Mémoire de magister, Université Kasdi Merbah Ouargla, (2013).
- [81] L. Benmebrouk and F. Khelfaoui, "Determination of the Electronic Temperature and the Electronic Density of a Discharge Plasma", IJSR, Vol. 03, N° 12, (2014).
- [82] NIST atomic spectra database », site web : <http://physics.nist.gov>); consulté le 10-04-2014.
- [83] J. Raimbault ; "Introduction à la Physique des plasmas " ; Université paris-sud 11, (2010).
- [84] P. Chabert and N. Braithwaite, "Physics of Radiofrequency Plasmas", Cambridge University Press, (2011).
- [85] P. Chabert ; "Plasma radiofréquence pour la microélectronique"; Laboratoire de physique des plasma, CNRS, Ecole polytechnique, UPMC, U. Paris sud, 91128 Palaiseau, France, (2014).

.

Annexes : Bases de données atomiques

**Annexe 1: Base de données atomiques
de l'hélium neutre He I [82]**

$\lambda(A)$	g_i-g_j	$A_{ij}(S^{-1})$	F_{ij}	$E_i (ev)$	$E_j (ev)$
4472.72514	5-3	6.86E+05	1.23E-03	20.964108	23.736115
4472.72884	5-5	6.17E+06	1.85E-02	20.964108	23.736112
4472.72909	5-7	2.47E+07	1.04E-01	20.964108	23.736112
4472.74043	3-3	1.03E+07	3.09E-02	20.964117	23.736115
4472.74413	3-5	1.85E+07	9.26E-02	20.964117	23.736112
4472.93808	1-3	1.37E+07	1.23E-01	20.964240	23.736115
4714.45785	5-3	5.30E+06	1.06E-02	20.964108	23.593981
4714.47483	3-3	3.18E+06	1.06E-02	20.964117	23.593981
4714.69442	1-3	1.06E+06	1.06E-02	20.964240	23.593981
4923.30500	3-5	1.99E+07	1.20E-01	21.218044	23.736357
5017.0765	1-3	1.43E+07	1.62E-01	20.615796	23.087040
5049.1459	3-1	6.57E+06	8.36E-03	21.218044	23.673593
5877.227156	5-3	1.97E+06	6.12E-03	20.964108	23.073678
5877.242417	5-5	1.77E+07	9.18E-02	20.964108	23.073673
5877.243294	5-7	7.09E+07	5.14E-01	20.964108	23.073673
5877.253555	3-3	2.95E+07	1.53E-01	20.964117	23.073678
5877.268816	3-5	5.32E+07	4.59E-01	20.964117	23.073673
5877.594821	1-3	3.94E+07	6.12E-01	20.964240	23.073678
6679.99556	3-5	6.38E+07	7.11E-01	21.218044	23.074097
6857.775	3-9	2.76E+04	5.84E-04	22.718488	24.526424
6892.38	3-9	3.42E+04	7.30E-04	22.718488	24.517348
6935.80	3-9	4.28E+04	9.26E-04	22.718488	24.506086
6991.38	3-9	5.45E+04	1.20E-03	22.718488	24.491874
7064.21	3-9	7.06E+04	1.58E-03	22.718488	24.473591
7067.127	5-3	1.55E+07	6.98E-02	20.964108	22.718488
7067.165	3-3	9.32E+06	6.98E-02	20.964117	22.718488
7067.658	1-3	3.10E+06	6.97E-02	20.964240	22.718488
7162.55	3-9	9.52E+04	2.20E-03	22.718488	24.449495
7283.357	3-1	1.75E+07	4.65E-02	21.218044	22.920339
7300.04	3-9	1.29E+05	3.08E-03	22.718488	24.416893
7501.911	3-1	1.79E+05	5.04E-04	22.718488	24.371190
7501.918	3-3	1.79E+05	1.51E-03	22.718488	24.371188
7501.919	3-5	1.79E+05	2.52E-03	22.718488	24.371188

Annexe 2: Base de données atomiques de l'He hydrogénoïde (He II) [82]

$\lambda(A)$	g_i-g_j	$A_{ij}(S^{-1})$	F_{ij}	$E_i (ev)$	$E_j (ev)$
4339.745611	2-4	2.36E+06	1.33E-02	51.016680	- 53.873627
4339.753707	2-2	3.76E+05	1.06E-03	51.016680	- 53.873622
4339.756710	2-4	1.55E+06	8.77E-03	51.016687	- 53.873627
4339.765534	2-2	1.55E+06	4.39E-03	51.016687	- 53.873622
4339.880337	4-6	3.27E+06	1.39E-02	51.016771	- 53.873629
4339.880562	4-6	2.83E+06	1.20E-02	51.016771	- 53.873629
4339.883258	4-4	2.59E+04	7.32E-05	51.016771	- 53.873627
4339.883503	4-4	4.72E+05	1.33E-03	51.016771	- 53.873627
4339.891	32-200	6.78E+05	1.20E-02	51.016783	- 53.873631
4339.891600	4-2	7.52E+05	1.06E-03	51.016771	- 53.873622
4339.892084	4-2	2.59E+05	3.66E-04	51.016771	- 53.873622
4339.924749	6-8	2.38E+06	8.98E-03	51.016801	- 53.873630
4339.924829	6-8	3.51E+06	1.32E-02	51.016801	- 53.873630
4339.926211	6-6	2.29E+03	6.48E-06	51.016801	- 53.873629
4339.926299	6-6	2.34E+05	6.60E-04	51.016801	- 53.873629
4339.929153	6-4	4.82E+04	9.07E-05	51.016801	- 53.873627
4339.929220	6-4	2.33E+05	4.39E-04	51.016801	- 53.873627
4339.946847	8-10	2.47E+06	8.73E-03	51.016816	- 53.873631
4339.947729	8-8	8.83E+04	2.49E-04	51.016816	- 53.873630
4339.949192	8-6	4.59E+04	9.71E-05	51.016816	- 53.873629
4542.704420	2-4	3.27E+06	2.02E-02	51.016680	- 53.745985
4542.716574	2-4	2.13E+06	1.32E-02	51.016687	- 53.745985
4542.716589	2-2	5.22E+05	1.62E-03	51.016680	- 53.745978
4542.729838	2-2	2.13E+06	6.60E-03	51.016687	- 53.745977
4542.850846	4-6	4.63E+06	2.15E-02	51.016771	- 53.745988
4542.851090	4-6	3.92E+06	1.82E-02	51.016771	- 53.745988
4542.855237	4-4	3.66E+04	1.13E-04	51.016771	- 53.745985
4542.855511	4-4	6.53E+05	2.02E-03	51.016771	- 53.745985
4542.864	32-162	1.19E+06	1.87E-02	51.016783	- 53.745990
4542.867681	4-2	1.05E+06	1.62E-03	51.016771	- 53.745978
4542.868502	4-2	3.66E+05	5.67E-04	51.016771	- 53.745977
4542.898911	6-8	3.53E+06	1.46E-02	51.016801	- 53.745989
4542.898997	6-8	4.96E+06	2.05E-02	51.016801	- 53.745989
4542.901109	6-6	3.32E+03	1.03E-05	51.016801	- 53.745988
4542.901208	6-6	3.31E+05	1.02E-03	51.016801	- 53.745988
4542.905530	6-4	6.98E+04	1.44E-04	51.016801	- 53.745985
4542.905598	6-4	3.30E+05	6.80E-04	51.016801	- 53.745985
4542.922765	8-10	3.66E+06	1.42E-02	51.016816	- 53.745990
4542.924091	8-8	1.31E+05	4.05E-04	51.016816	- 53.745989
4542.926290	8-6	6.64E+04	1.54E-04	51.016816	- 53.745988
4686.688182	2-4	9.38E+07	6.18E-01	48.371315	- 51.016771
4686.718573	2-4	4.90E+07	3.23E-01	48.371333	- 51.016771
4686.835573	2-2	9.79E+06	3.22E-02	48.371315	- 51.016687
4686.879396	2-2	4.91E+07	1.62E-01	48.371333	- 51.016680
4687.015269	4-6	2.06E+08	1.02E+00	48.371530	- 51.016801
4687.015800	4-6	1.13E+08	5.56E-01	48.371531	- 51.016801
4687.02	18-32	1.44E+08	8.42E-01	48.371511	- 51.016783
4687.068513	4-4	5.56E+05	1.83E-03	48.371530	- 51.016771
4687.069408	4-4	1.88E+07	6.18E-02	48.371531	- 51.016771
4687.115538	6-8	2.21E+08	9.69E-01	48.371602	- 51.016816

Annexes : Bases de données atomiques

4687.142343	6-6	1.47E+07	4.84E-02	48.371602	-	51.016801
4687.195590	6-4	5.01E+06	1.10E-02	48.371602	-	51.016771
4687.217023	4-2	1.96E+07	3.23E-02	48.371531	-	51.016687
4687.229361	4-2	5.57E+06	9.17E-03	48.371530	-	51.016680
4860.494169	2-4	4.70E+06	3.33E-02	51.016680	-	53.567537
4860.508073	2-4	3.04E+06	2.15E-02	51.016687	-	53.567537
4860.514006	2-2	7.57E+05	2.68E-03	51.016680	-	53.567527
4860.529694	2-2	3.04E+06	1.08E-02	51.016687	-	53.567526
4860.659659	4-6	6.89E+06	3.66E-02	51.016771	-	53.567541
4860.659933	4-6	5.64E+06	3.00E-02	51.016771	-	53.567541
4860.666815	4-4	5.43E+04	1.92E-04	51.016771	-	53.567537
4860.667140	4-4	9.40E+05	3.33E-03	51.016771	-	53.567537
4860.677	32-128	2.28E+06	3.23E-02	51.016783	-	53.567543
4860.686978	4-2	1.52E+06	2.68E-03	51.016771	-	53.567527
4860.688437	4-2	5.44E+05	9.63E-04	51.016771	-	53.567526
4860.713613	6-8	5.62E+06	2.65E-02	51.016801	-	53.567543
4860.713710	6-8	7.38E+06	3.48E-02	51.016801	-	53.567543
4860.717196	6-6	5.11E+03	1.81E-05	51.016801	-	53.567541
4860.717313	6-6	4.92E+05	1.74E-03	51.016801	-	53.567541
4860.724403	6-4	1.07E+05	2.53E-04	51.016801	-	53.567537
4860.724470	6-4	4.89E+05	1.16E-03	51.016801	-	53.567537
4860.740278	8-10	5.83E+06	2.58E-02	51.016816	-	53.567544
4860.742440	8-8	2.08E+05	7.37E-04	51.016816	-	53.567543
4860.746023	8-6	1.02E+05	2.72E-04	51.016816	-	53.567541
5412.799406	2-4	7.12E+06	6.25E-02	51.016680	-	53.307255
5412.816627	2-4	4.53E+06	3.98E-02	51.016687	-	53.307255
5412.836130	2-2	1.16E+06	5.09E-03	51.016680	-	53.307240
5412.856652	2-2	4.53E+06	1.99E-02	51.016687	-	53.307239
5413.000247	4-6	1.10E+07	7.22E-02	51.016771	-	53.307261
5413.000580	4-6	8.54E+06	5.63E-02	51.016771	-	53.307261
5413.013496	4-4	8.63E+04	3.79E-04	51.016771	-	53.307255
5413.013921	4-4	1.42E+06	6.25E-03	51.016771	-	53.307255
5413.03	32-98	4.87E+06	6.55E-02	51.016783	-	53.307263
5413.050648	4-2	2.32E+06	5.10E-03	51.016771	-	53.307240
5413.053524	4-2	8.63E+05	1.90E-03	51.016771	-	53.307239
5413.064963	6-8	9.97E+06	5.84E-02	51.016801	-	53.307264
5413.065079	6-8	1.17E+07	6.88E-02	51.016801	-	53.307264
5413.071596	6-6	8.57E+03	3.76E-05	51.016801	-	53.307261
5413.071750	6-6	7.83E+05	3.44E-03	51.016801	-	53.307261
5413.084938	6-4	1.80E+05	5.27E-04	51.016801	-	53.307255
5413.084999	6-4	7.77E+05	2.27E-03	51.016801	-	53.307255
5413.096711	8-10	1.03E+07	5.68E-02	51.016816	-	53.307266
5413.100714	8-8	3.69E+05	1.62E-03	51.016816	-	53.307264
5413.107347	8-6	1.71E+05	5.64E-04	51.016816	-	53.307261
5858.882	50-1800	1.99E+03	3.69E-04	52.241153	-	54.357324
5870.650	50-1682	2.36E+03	4.10E-04	52.241153	-	54.353083
5883.755	50-1568	2.82E+03	4.59E-04	52.241153	-	54.348378
5898.413	50-1458	3.39E+03	5.15E-04	52.241153	-	54.343142
5914.881	50-1352	4.10E+03	5.82E-04	52.241153	-	54.337290
5933.474	50-1250	5.01E+03	6.61E-04	52.241153	-	54.330721
5954.581	50-1152	6.16E+03	7.54E-04	52.241153	-	54.323315
5978.682	50-1058	7.65E+03	8.67E-04	52.241153	-	54.314921
6006.382	50-968	9.59E+03	1.00E-03	52.241153	-	54.305357
6038.451	50-882	1.22E+04	1.17E-03	52.241153	-	54.294395
6075.877	50-800	1.56E+04	1.38E-03	52.241153	-	54.281747
6119.954	50-722	2.03E+04	1.65E-03	52.241153	-	54.267051
6172.400	50-648	2.68E+04	1.98E-03	52.241153	-	54.249837

Annexes : Bases de données atomiques

6235.541	50-578	3.60E+04	2.43E-03	52.241153	-	54.229497
6312.599	50-512	4.93E+04	3.01E-03	52.241153	-	54.205226
6408.151	50-450	6.89E+04	3.82E-03	52.241153	-	54.175940
6528.902	50-392	9.90E+04	4.96E-03	52.241153	-	54.140156
6561.580800	2-4	1.15E+07	1.48E-01	51.016680	-	52.906229
6561.606048	2-4	7.13E+06	9.21E-02	51.016687	-	52.906229
6561.666500	2-2	1.91E+06	1.23E-02	51.016680	-	52.906204
6561.699448	2-2	7.13E+06	4.60E-02	51.016687	-	52.906202
6561.864434	4-6	1.92E+07	1.86E-01	51.016771	-	52.906238
6561.864902	4-6	1.38E+07	1.34E-01	51.016771	-	52.906238
6561.895352	4-4	1.51E+05	9.73E-04	51.016771	-	52.906229
6561.896035	4-4	2.30E+06	1.48E-02	51.016771	-	52.906229
6561.91	32-72	1.23E+07	1.79E-01	51.016783	-	52.906240
6561.953782	6-8	2.12E+07	1.82E-01	51.016801	-	52.906242
6561.953942	6-8	2.06E+07	1.77E-01	51.016801	-	52.906242
6561.969262	6-6	1.63E+04	1.06E-04	51.016801	-	52.906238
6561.969509	6-6	1.37E+06	8.86E-03	51.016801	-	52.906238
6561.981743	4-2	3.82E+06	1.23E-02	51.016771	-	52.906204
6561.988760	4-2	1.51E+06	4.87E-03	51.016771	-	52.906202
6561.996980	8-10	2.20E+07	1.77E-01	51.016816	-	52.906245
6562.000397	6-4	3.43E+05	1.48E-03	51.016801	-	52.906229
6562.000428	6-4	1.36E+06	5.84E-03	51.016801	-	52.906229
6562.006320	8-8	7.85E+05	5.06E-03	51.016816	-	52.906242
6562.021800	8-6	3.27E+05	1.58E-03	51.016816	-	52.906238
6685.046	50-338	1.46E+05	6.63E-03	52.241153	-	54.095801
6892.589561	2-4	7.44E+05	1.06E-02	52.241094	-	54.039899
6892.601379	2-2	1.52E+05	1.08E-03	52.241094	-	54.039895
6892.603908	2-4	5.06E+05	7.20E-03	52.241097	-	54.039899
6892.616790	2-2	5.06E+05	3.60E-03	52.241097	-	54.039895
6892.763067	4-6	1.10E+06	1.17E-02	52.241140	-	54.039900
6892.763357	4-6	8.93E+05	9.54E-03	52.241140	-	54.039900
6892.767330	4-4	1.31E+04	9.34E-05	52.241140	-	54.039899
6892.767651	4-4	1.49E+05	1.06E-03	52.241140	-	54.039899
6892.779470	4-2	3.04E+05	1.08E-03	52.241140	-	54.039895
6892.780213	4-2	1.31E+05	4.67E-04	52.241140	-	54.039895
6892.800	50-288	2.24E+05	9.21E-03	52.241153	-	54.039901
6892.820176	6-8	1.09E+06	1.04E-02	52.241155	-	54.039900
6892.820280	6-8	1.17E+06	1.12E-02	52.241155	-	54.039900
6892.822311	6-6	1.86E+03	1.33E-05	52.241155	-	54.039900
6892.822427	6-6	7.83E+04	5.58E-04	52.241155	-	54.039900
6892.826606	6-4	3.91E+04	1.86E-04	52.241155	-	54.039899
6892.826691	6-4	1.18E+05	5.61E-04	52.241155	-	54.039899
6892.848515	8-10	6.08E+05	5.41E-03	52.241163	-	54.039901
6892.848568	8-10	1.13E+06	1.01E-02	52.241163	-	54.039901
6892.849796	8-8	2.02E+02	1.44E-06	52.241163	-	54.039900
6892.849856	8-8	4.04E+04	2.88E-04	52.241163	-	54.039900
6892.851943	8-6	7.27E+03	3.88E-05	52.241163	-	54.039900
6892.851991	8-6	3.72E+04	1.99E-04	52.241163	-	54.039900
6892.865464	10-12	6.22E+05	5.32E-03	52.241168	-	54.039901
6892.866323	10-10	1.38E+04	9.84E-05	52.241168	-	54.039901
6892.867604	10-8	7.07E+03	4.03E-05	52.241168	-	54.039900
7179.273025	2-4	9.71E+05	1.50E-02	52.241094	-	53.968068
7179.288584	2-4	6.57E+05	1.02E-02	52.241097	-	53.968068
7179.289672	2-2	2.00E+05	1.54E-03	52.241094	-	53.968064
7179.306729	2-2	6.57E+05	5.08E-03	52.241097	-	53.968064
7179.459878	4-6	1.45E+06	1.68E-02	52.241140	-	53.968070
7179.460191	4-6	1.17E+06	1.35E-02	52.241140	-	53.968070

Annexes : Bases de données atomiques

7179.465883	4-4	1.74E+04	1.35E-04	52.241140	-	53.968068
7179.466239	4-4	1.94E+05	1.50E-03	52.241140	-	53.968068
7179.482886	4-2	4.00E+05	1.54E-03	52.241140	-	53.968064
7179.484029	4-2	1.74E+05	6.74E-04	52.241140	-	53.968064
7179.501	50-242	3.59E+05	1.34E-02	52.241153	-	53.968071
7179.521144	6-8	1.47E+06	1.52E-02	52.241155	-	53.968071
7179.521255	6-8	1.55E+06	1.60E-02	52.241155	-	53.968071
7179.524151	6-6	2.52E+03	1.95E-05	52.241155	-	53.968070
7179.524279	6-6	1.03E+05	7.99E-04	52.241155	-	53.968070
7179.530199	6-4	5.29E+04	2.72E-04	52.241155	-	53.968068
7179.530285	6-4	1.57E+05	8.08E-04	52.241155	-	53.968068
7179.551472	8-10	8.56E+05	8.27E-03	52.241163	-	53.968071
7179.551530	8-10	1.53E+06	1.48E-02	52.241163	-	53.968071
7179.553278	8-8	2.80E+02	2.16E-06	52.241163	-	53.968071
7179.553344	8-8	5.46E+04	4.22E-04	52.241163	-	53.968071
7179.556302	8-6	1.01E+04	5.83E-05	52.241163	-	53.968070
7179.556351	8-6	5.04E+04	2.92E-04	52.241163	-	53.968070
7179.569583	10-12	8.75E+05	8.12E-03	52.241168	-	53.968071
7179.570793	10-10	1.95E+04	1.50E-04	52.241168	-	53.968071
7179.572598	10-8	9.78E+03	6.05E-05	52.241168	-	53.968071
7594.589187	2-4	1.30E+06	2.25E-02	52.241094	-	53.873627
7594.606586	2-4	8.76E+05	1.52E-02	52.241097	-	53.873627
7594.613982	2-2	2.70E+05	2.34E-03	52.241094	-	53.873622
7594.633612	2-2	8.76E+05	7.58E-03	52.241097	-	53.873622
7594.796047	4-6	1.97E+06	2.55E-02	52.241140	-	53.873629
7594.796393	4-6	1.56E+06	2.02E-02	52.241140	-	53.873629
7594.804993	4-4	2.39E+04	2.07E-04	52.241140	-	53.873627
7594.805402	4-4	2.60E+05	2.25E-03	52.241140	-	53.873627
7594.830198	4-2	5.40E+05	2.34E-03	52.241140	-	53.873622
7594.832020	4-2	2.40E+05	1.04E-03	52.241140	-	53.873622
7594.844	50-200	6.08E+05	2.10E-02	52.241153	-	53.873631
7594.863489	6-8	2.07E+06	2.39E-02	52.241155	-	53.873630
7594.863611	6-8	2.11E+06	2.43E-02	52.241155	-	53.873630
7594.867968	6-6	3.54E+03	3.06E-05	52.241155	-	53.873629
7594.868116	6-6	1.41E+05	1.22E-03	52.241155	-	53.873629
7594.876977	6-4	7.43E+04	4.28E-04	52.241155	-	53.873627
7594.877061	6-4	2.16E+05	1.24E-03	52.241155	-	53.873627
7594.896757	8-10	1.27E+06	1.37E-02	52.241163	-	53.873631
7594.896820	8-10	2.15E+06	2.32E-02	52.241163	-	53.873631
7594.899446	8-8	4.06E+02	3.51E-06	52.241163	-	53.873630
7594.899523	8-8	7.66E+04	6.63E-04	52.241163	-	53.873630
7594.903950	8-6	1.46E+04	9.47E-05	52.241163	-	53.873629
7594.904002	8-6	7.08E+04	4.59E-04	52.241163	-	53.873629

Annexe 3: Base de données atomiques de l'oxygène neutre (O I) [82]

$\lambda(A)$	g_i-	g_j	$A_{ij}(S^{-1})$	F_{ij}	E_i (ev)	E_j (ev)
4217.08789	3-	1	0.54E+06	0.18E-05	12.360440	15.300030
4222.75684	3-	3	0.14E+06	0.74E-05	12.360440	15.296083
4222.77100	5-	3	0.23E+06	0.44E-05	12.360450	15.296083
4222.81787	1-	3	0.18E+06	0.55E-05	12.360482	15.296083
4233.25977	3-	5	0.14E+06	0.74E-05	12.360440	15.288800
4233.27393	5-	5	0.40E+06	0.25E-05	12.360450	15.288800
4368.19287	3-	1	0.76E+06	0.13E-05	9.522577	12.360482
4368.24170	3-	5	0.76E+06	0.13E-05	9.522577	12.360450
4368.25781	3-	3	0.76E+06	0.13E-05	9.522577	12.360440
4654.11719	3-	1	0.43E+06	0.23E-05	10.741594	13.405155
4654.11816	3-	3	0.32E+06	0.31E-05	10.741594	13.405155
4654.11914	3-	5	0.15E+06	0.66E-05	10.741594	13.405154
4654.55615	5-	3	0.11E+06	0.93E-05	10.741845	13.405155
4654.55664	5-	5	0.25E+06	0.40E-05	10.741845	13.405154
4654.55908	5-	7	0.29E+06	0.35E-05	10.741845	13.405153
4655.35400	7-	5	0.29E+05	0.35E-04	10.742300	13.405154
4655.35596	7-	7	0.14E+06	0.70E-05	10.742300	13.405153
4655.35693	7-	9	0.43E+06	0.23E-05	10.742300	13.405152
4772.44824	3-	1	0.70E+06	0.14E-05	10.741594	13.339115
4772.44922	3-	3	0.53E+06	0.19E-05	10.741594	13.339115
4772.45068	3-	5	0.25E+06	0.41E-05	10.741594	13.339113
4772.90918	5-	3	0.18E+06	0.57E-05	10.741845	13.339115
4772.91113	5-	5	0.41E+06	0.25E-05	10.741845	13.339113
4772.91406	5-	7	0.47E+06	0.21E-05	10.741845	13.339112
4773.74902	7-	5	0.47E+05	0.21E-04	10.742300	13.339113
4773.75195	7-	7	0.23E+06	0.43E-05	10.742300	13.339112
4773.75293	7-	9	0.70E+06	0.14E-05	10.742300	13.339111
4801.66699	3-	5	0.26E+06	0.38E-05	10.741594	13.323309
4802.13428	5-	5	0.44E+06	0.23E-05	10.741845	13.323309
4802.98193	7-	5	0.61E+06	0.16E-05	10.742300	13.323309
4967.37598	3-	1	0.13E+07	0.79E-06	10.741594	13.237185
4967.37793	3-	3	0.95E+06	0.11E-05	10.741594	13.237184
4967.38086	3-	5	0.44E+06	0.23E-05	10.741594	13.237183
4967.87695	5-	3	0.32E+06	0.32E-05	10.741845	13.237184
4967.87988	5-	5	0.74E+06	0.14E-05	10.741845	13.237183
4967.88379	5-	7	0.84E+06	0.12E-05	10.741845	13.237181
4968.78809	7-	5	0.84E+05	0.12E-04	10.742300	13.237183
4968.79102	7-	7	0.42E+06	0.24E-05	10.742300	13.237181
4968.79395	7-	9	0.13E+07	0.79E-06	10.742300	13.237179
5018.78223	3-	5	0.43E+06	0.23E-05	10.741594	13.211623
5019.29102	5-	5	0.71E+06	0.14E-05	10.741845	13.211623
5020.21777	7-	5	0.10E+07	0.10E-05	10.742300	13.211623
5131.14014	3-	5	0.75E+05	0.13E-04	10.990192	13.406136
5131.14014	3-	3	0.42E+05	0.24E-04	10.990192	13.406136
5131.29004	5-	3	0.28E+04	0.36E-03	10.990262	13.406136
5131.29004	5-	5	0.25E+05	0.40E-04	10.990262	13.406136
5131.29004	5-	7	0.10E+06	0.10E-04	10.990262	13.406136
5131.33008	1-	3	0.55E+05	0.18E-04	10.990282	13.406136
5274.96680	3-	3	0.73E+05	0.14E-04	10.990192	13.340263
5274.96680	3-	5	0.13E+06	0.76E-05	10.990192	13.340263

Annexes : Bases de données atomiques

5275.12305	5-	7	0.18E+06	0.57E-05	10.990262	-	13.340263
5275.12305	5-	5	0.44E+05	0.23E-04	10.990262	-	13.340263
5275.12305	5-	3	0.49E+04	0.20E-03	10.990262	-	13.340263
5275.16602	1-	3	0.98E+05	0.10E-04	10.990282	-	13.340263
5298.88672	3-	3	0.36E+06	0.28E-05	10.990192	-	13.329656
5299.04395	5-	3	0.60E+06	0.17E-05	10.990262	-	13.329656
5299.08789	1-	3	0.12E+06	0.84E-05	10.990282	-	13.329656
5329.09619	3-	1	0.27E+07	0.37E-06	10.741594	-	13.067795
5329.09912	3-	3	0.20E+07	0.49E-06	10.741594	-	13.067794
5329.10693	3-	5	0.95E+06	0.11E-05	10.741594	-	13.067790
5329.67285	5-	3	0.68E+06	0.15E-05	10.741845	-	13.067794
5329.68066	5-	5	0.16E+07	0.63E-06	10.741845	-	13.067790
5329.68994	5-	7	0.18E+07	0.55E-06	10.741845	-	13.067786
5330.72559	7-	5	0.18E+06	0.56E-05	10.742300	-	13.067790
5330.73486	7-	7	0.90E+06	0.11E-05	10.742300	-	13.067786
5330.74121	7-	9	0.27E+07	0.37E-06	10.742300	-	13.067783
5435.17822	3-	5	0.77E+06	0.13E-05	10.741594	-	13.022393
5435.77539	5-	5	0.13E+07	0.78E-06	10.741845	-	13.022393
5436.86230	7-	5	0.18E+07	0.56E-06	10.742300	-	13.022393
5512.60205	3-	3	0.15E+06	0.67E-05	10.990192	-	13.238959
5512.60205	3-	5	0.27E+06	0.37E-05	10.990192	-	13.238959
5512.77246	5-	7	0.36E+06	0.28E-05	10.990262	-	13.238959
5512.77246	5-	5	0.90E+05	0.11E-04	10.990262	-	13.238959
5512.77246	5-	3	0.10E+05	0.10E-03	10.990262	-	13.238959
5512.81982	1-	3	0.20E+06	0.50E-05	10.990282	-	13.238959
5554.83203	3-	3	0.58E+06	0.17E-05	10.990192	-	13.221864
5555.00439	5-	3	0.97E+06	0.10E-05	10.990262	-	13.221864
5555.05322	1-	3	0.19E+06	0.52E-05	10.990282	-	13.221864
5577.33887	5-	1	0.13E+01	0.79E+00	1.967615	-	4.190280
5958.38623	3-	3	0.38E+06	0.26E-05	10.990192	-	13.070717
5958.38623	3-	5	0.68E+06	0.15E-05	10.990192	-	13.070717
5958.58398	5-	5	0.23E+06	0.44E-05	10.990262	-	13.070717
5958.58398	5-	3	0.25E+05	0.40E-04	10.990262	-	13.070717
5958.58398	5-	7	0.91E+06	0.11E-05	10.990262	-	13.070717
5958.64014	1-	3	0.50E+06	0.20E-05	10.990282	-	13.070717
6046.23291	3-	3	0.11E+07	0.95E-06	10.990192	-	13.040489
6046.43799	5-	3	0.18E+07	0.57E-06	10.990262	-	13.040489
6046.49463	1-	3	0.35E+06	0.29E-05	10.990282	-	13.040489
6140.58203	5-	7	0.96E+03	0.10E-02	10.741845	-	12.760638
6155.96143	3-	1	0.76E+07	0.13E-06	10.741594	-	12.755344
6155.97119	3-	3	0.57E+07	0.17E-06	10.741594	-	12.755342
6155.98877	3-	5	0.27E+07	0.37E-06	10.741594	-	12.755336
6156.73730	5-	3	0.19E+07	0.52E-06	10.741845	-	12.755342
6156.75488	5-	5	0.45E+07	0.22E-06	10.741845	-	12.755336
6156.77783	5-	7	0.51E+07	0.20E-06	10.741845	-	12.755328
6158.14893	7-	5	0.51E+06	0.20E-05	10.742300	-	12.755336
6158.17188	7-	7	0.25E+07	0.39E-06	10.742300	-	12.755328
6158.18750	7-	9	0.76E+07	0.13E-06	10.742300	-	12.755322
6300.30371	5-	5	0.56E-02	0.18E+03	0.000000	-	1.967615
6300.30371	5-	5	0.21E-04	0.47E+05	0.000000	-	1.967615
6323.38477	3-	3	0.18E+05	0.55E-04	12.088558	-	14.048991
6323.41309	5-	3	0.60E+04	0.17E-03	12.088567	-	14.048991
6324.77148	3-	5	0.36E+04	0.28E-03	12.088558	-	14.048561
6324.79980	5-	5	0.17E+05	0.60E-04	12.088567	-	14.048561
6324.81494	5-	7	0.27E+04	0.37E-03	12.088567	-	14.048556
6324.83594	7-	5	0.38E+04	0.27E-03	12.088579	-	14.048561
6324.85107	7-	7	0.21E+05	0.47E-04	12.088579	-	14.048556

Annexes : Bases de données atomiques

6363.77637	3-	5	0.18E-02	0.55E+03	0.019625	-	1.967615
6363.77637	3-	5	0.34E-05	0.29E+06	0.019625	-	1.967615
6391.73291	1-	5	0.86E-06	0.12E+07	0.028145	-	1.967615
6453.60254	3-	5	0.17E+07	0.61E-06	10.741594	-	12.662470
6454.44385	5-	5	0.28E+07	0.36E-06	10.741845	-	12.662470
6455.97705	7-	5	0.39E+07	0.26E-06	10.742300	-	12.662470
6726.28418	5-	5	0.12E+04	0.85E-03	9.147257	-	10.990262
6726.53711	5-	3	0.64E+03	0.16E-02	9.147257	-	10.990192
7001.89893	3-	3	0.15E+07	0.68E-06	10.990192	-	12.760653
7001.92188	3-	5	0.27E+07	0.38E-06	10.990192	-	12.760647
7002.17285	5-	3	0.98E+05	0.10E-04	10.990262	-	12.760653
7002.19629	5-	5	0.88E+06	0.11E-05	10.990262	-	12.760647
7002.23047	5-	7	0.35E+07	0.28E-06	10.990262	-	12.760638
7002.25000	1-	3	0.20E+07	0.51E-06	10.990282	-	12.760653
7017.29980	3-	1	0.32E+05	0.31E-04	12.360440	-	14.127014
7020.32715	3-	3	0.81E+04	0.12E-03	12.360440	-	14.126252
7020.36670	5-	3	0.13E+05	0.75E-04	12.360450	-	14.126252
7020.49512	1-	3	0.11E+05	0.93E-04	12.360482	-	14.126252
7025.47461	3-	5	0.80E+04	0.12E-03	12.360440	-	14.124958
7025.51514	5-	5	0.24E+05	0.41E-04	12.360450	-	14.124958
7156.70117	5-	5	0.51E+08	0.20E-07	12.730091	-	14.462255
7254.15430	3-	3	0.22E+07	0.45E-06	10.990192	-	12.699087
7254.44824	5-	3	0.37E+07	0.27E-06	10.990262	-	12.699087
7254.53125	1-	3	0.75E+06	0.13E-05	10.990282	-	12.699087
7771.94385	5-	7	0.37E+08	0.27E-07	9.147257	-	10.742300
7774.16602	5-	5	0.37E+08	0.27E-07	9.147257	-	10.741845
7775.38818	5-	3	0.37E+08	0.27E-07	9.147257	-	10.741594
7981.94238	3-	3	0.23E+05	0.43E-04	10.990192	-	12.543272
7982.29785	5-	3	0.18E+04	0.56E-03	10.990262	-	12.543272
7982.39795	1-	3	0.31E+05	0.32E-04	10.990282	-	12.543272
7986.97705	3-	5	0.42E+05	0.24E-04	10.990192	-	12.542293
7987.33398	5-	5	0.14E+05	0.71E-04	10.990262	-	12.542293
7995.07520	5-	7	0.56E+05	0.18E-04	10.990262	-	12.540791

**Annexe 4: Base de données atomiques
de l'Hydrogène (H I) [82]**

$\lambda(A)$	g_i	g_j	$A_{ij}(S^{-1})$	F_{ij}	E_i (ev)	E_j (ev)
4340.42676	2-	5	0.79E+07	0.13E-06	10.200107	13.056165
4340.43066	2-	5	0.43E+06	0.23E-05	10.200107	13.056163
4340.43359	2-	5	0.49E+07	0.20E-06	10.200110	13.056165
4340.43799	2-	5	0.49E+07	0.20E-06	10.200110	13.056162
4340.47070	2-	5	0.25E+07	0.40E-06	10.200135	13.056166
4340.49414	2-	5	0.94E+07	0.11E-06	10.200150	13.056166
4340.49609	2-	5	0.16E+07	0.64E-06	10.200150	13.056165
4340.50000	2-	5	0.86E+06	0.12E-05	10.200150	13.056163
4861.27881	2-	4	0.17E+08	0.58E-07	10.200107	12.750162
4861.28711	2-	4	0.97E+07	0.10E-06	10.200110	12.750162
4861.28857	2-	4	0.86E+06	0.12E-05	10.200107	12.750157
4861.29785	2-	4	0.97E+07	0.10E-06	10.200110	12.750157
4861.33301	2-	4	0.84E+07	0.12E-06	10.200135	12.750164
4861.36133	2-	4	0.21E+08	0.48E-07	10.200150	12.750164
4861.36523	2-	4	0.34E+07	0.29E-06	10.200150	12.750162
4861.37500	2-	4	0.17E+07	0.58E-06	10.200150	12.750157
6562.70996	2-	3	0.54E+08	0.19E-07	10.200107	12.089047
6562.72461	2-	3	0.22E+08	0.45E-07	10.200110	12.089047
6562.75195	2-	3	0.21E+07	0.48E-06	10.200107	12.089035
6562.77148	2-	3	0.22E+08	0.45E-07	10.200110	12.089034
6562.81934	2-	3	0.44E+08	0.23E-07	10.200135	12.089046
6562.85156	2-	3	0.65E+08	0.15E-07	10.200150	12.089052
6562.86719	2-	3	0.11E+08	0.93E-07	10.200150	12.089047
6562.90967	2-	3	0.42E+07	0.24E-06	10.200150	12.089035
7562.90967	2-	3	0.42E+00	0.00E-00	10.200150	12.089035

**Annexe 5: Base de données atomiques
du Fer ionisé (Fr II) [82]**

$\lambda(A)$	g_i	g_j	$A_{ij}(S^{-1})$	F_{ij}	E_i (ev)	E_j (ev)
4303.17578	4-	4	0.22E+06	0.45E-05	2.704695 -	5.585477
4351.76904	4-	6	0.49E+06	0.21E-05	2.704695 -	5.553310
4359.33301	8-	6	0.10E+01	0.98E+00	0.047714 -	2.891387
4369.41113	2-	4	0.23E+05	0.43E-04	2.778821 -	5.615935
4382.74219	10-	8	0.51E-01	0.19E+02	0.000000 -	2.828484
4384.31885	12-	10	0.72E+04	0.14E-03	2.657365 -	5.484831
4385.38672	2-	2	0.45E+06	0.22E-05	2.778821 -	5.605600
4413.60107	10-	10	0.22E+04	0.45E-03	2.676123 -	5.484831
4413.78125	6-	6	0.73E+00	0.14E+01	0.082793 -	2.891387
4416.26611	10-	10	0.42E+00	0.24E+01	0.000000 -	2.807014
4416.83008	2-	4	0.21E+06	0.48E-05	2.778821 -	5.585477
4432.44727	8-	6	0.49E-01	0.20E+02	0.047714 -	2.844480
4452.09766	4-	6	0.47E+00	0.22E+01	0.106964 -	2.891387
4457.94482	8-	8	0.25E+00	0.39E+01	0.047714 -	2.828484
4470.29395	6-	4	0.25E-01	0.40E+02	0.082793 -	2.855881
4472.92920	6-	4	0.25E+05	0.40E-04	2.844480 -	5.615935
4474.90381	2-	6	0.23E+00	0.44E+01	0.121155 -	2.891387
4488.74902	6-	6	0.14E+00	0.74E+01	0.082793 -	2.844480
4489.18311	8-	6	0.59E+05	0.17E-04	2.828484 -	5.589905
4491.40527	4-	4	0.19E+06	0.53E-05	2.855881 -	5.615935
4492.63379	8-	10	0.56E-01	0.18E+02	0.047714 -	2.807014
4508.28809	4-	2	0.73E+06	0.14E-05	2.855881 -	5.605600
4509.60205	4-	4	0.52E-01	0.19E+02	0.106964 -	2.855881
4514.90039	6-	8	0.60E-01	0.17E+02	0.082793 -	2.828484
4515.33887	6-	6	0.24E+06	0.42E-05	2.844480 -	5.589905
4520.22412	10-	8	0.98E+05	0.10E-04	2.807014 -	5.549471
4522.63379	6-	4	0.84E+06	0.12E-05	2.844480 -	5.585477
4528.38330	4-	6	0.40E-01	0.25E+02	0.106964 -	2.844480
4533.00293	2-	4	0.14E-01	0.69E+02	0.121155 -	2.855881
4534.16797	4-	6	0.23E+05	0.43E-04	2.855881 -	5.589905
4541.52393	4-	4	0.86E+05	0.12E-04	2.855881 -	5.585477
4549.19189	4-	6	0.92E+06	0.11E-05	5.911665 -	8.636660
4549.47363	8-	6	0.10E+07	0.10E-05	2.828484 -	5.553310
4555.89307	8-	8	0.23E+06	0.44E-05	2.828484 -	5.549471
4576.33984	6-	6	0.64E+05	0.16E-04	2.844480 -	5.553310
4582.83496	6-	8	0.34E+05	0.29E-04	2.844480 -	5.549471
4583.83691	10-	8	0.72E+06	0.14E-05	2.807014 -	5.511413
4620.52100	8-	8	0.25E+05	0.40E-04	2.828484 -	5.511413
4629.33887	10-	10	0.17E+06	0.58E-05	2.807014 -	5.484831
4632.27100	10-	10	0.20E-02	0.50E+03	0.000000 -	2.676123
4635.31592	6-	8	0.10E+07	0.10E-05	5.956847 -	8.631213
4639.66699	4-	2	0.47E+00	0.21E+01	0.106964 -	2.778821
4656.98096	6-	6	0.14E+05	0.73E-04	2.891387 -	5.553310
4664.43994	2-	2	0.15E+00	0.68E+01	0.121155 -	2.778821
4666.75830	8-	10	0.13E+05	0.77E-04	2.828484 -	5.484831
4670.18164	6-	8	0.32E+04	0.31E-03	2.582992 -	5.237392
4720.14893	4-	6	0.75E+03	0.13E-02	3.197662 -	5.823963
4728.06836	6-	4	0.45E+00	0.22E+01	0.082793 -	2.704695
4731.45313	6-	8	0.28E+05	0.36E-04	2.891387 -	5.511413
4772.06250	4-	4	0.23E-01	0.43E+02	0.106964 -	2.704695
4798.27441	2-	4	0.68E-01	0.15E+02	0.121155 -	2.704695
4833.19727	12-	10	0.46E+03	0.22E-02	2.657365 -	5.222237
4839.99805	10-	8	0.40E+03	0.25E-02	2.676123 -	5.237392
4889.61719	8-	6	0.34E+00	0.29E+01	0.047714 -	2.582992
4893.81982	8-	6	0.25E+04	0.40E-03	2.828484 -	5.361585

Annexes : Bases de données atomiques

4923.92676	6-	4	0.43E+07	0.23E-06	2.891387	-	5.408998
4958.22119	6-	6	0.50E-02	0.20E+03	0.082793	-	2.582992
4965.78857	8-	6	0.12E-01	0.83E+02	0.047714	-	2.544103
4990.50879	6-	8	0.52E+08	0.19E-07	10.330216	-	12.814240
4993.35791	10-	8	0.69E+04	0.14E-03	2.807014	-	5.289619
5000.74316	2-	4	0.18E+04	0.56E-03	2.778821	-	5.257761
5001.95898	12-	14	0.16E+09	0.64E-08	10.273853	-	12.752191
5004.19482	12-	12	0.10E+01	0.10E+01	10.273853	-	12.751083
5004.20801	4-	2	0.10E+01	0.10E+01	10.348999	-	12.826222
5006.62402	4-	6	0.27E-01	0.37E+02	0.106964	-	2.582992
5018.43994	6-	6	0.20E+07	0.50E-06	2.891387	-	5.361585
5030.62988	10-	10	0.71E+08	0.14E-07	10.289356	-	12.753569
5035.70801	10-	12	0.94E+08	0.11E-07	10.289356	-	12.751083
5100.66406	10-	8	0.20E+04	0.50E-03	2.807014	-	5.237392
5100.72705	10-	12	0.10E+01	0.10E+01	10.382070	-	12.812418
5100.85205	4-	4	0.10E+01	0.10E+01	5.911665	-	8.341954
5132.66895	10-	10	0.20E+04	0.50E-03	2.807014	-	5.222237
5136.80176	6-	4	0.28E+04	0.36E-03	2.844480	-	5.257761
5144.35498	4-	6	0.85E+08	0.12E-07	10.468621	-	12.878360
5149.46484	8-	10	0.90E+08	0.11E-07	10.449053	-	12.856400
5169.03320	6-	8	0.42E+07	0.24E-06	2.891387	-	5.289619
5197.57715	6-	4	0.54E+06	0.19E-05	3.230873	-	5.615935
5216.85449	8-	10	0.10E+01	0.10E+01	10.504126	-	12.880375
5216.86279	10-	12	0.10E+01	0.10E+01	10.481444	-	12.857690
5227.48096	12-	14	0.12E+09	0.82E-08	10.452806	-	12.824226
5234.62500	8-	6	0.25E+06	0.40E-05	3.221722	-	5.589905
5247.94971	4-	6	0.14E+09	0.70E-08	10.532334	-	12.894504
5251.21094	6-	6	0.10E+01	0.10E+01	10.456537	-	12.817241
5251.23291	6-	8	0.80E+08	0.13E-07	10.520760	-	12.881453
5260.25879	14-	16	0.10E+01	0.10E+01	10.420358	-	12.776999
5262.47949	4-	6	0.80E+02	0.13E-01	3.197662	-	5.553310
5264.17725	8-	10	0.48E+08	0.21E-07	10.504126	-	12.859013
5264.81201	6-	4	0.35E+05	0.28E-04	3.230873	-	5.585477
5272.39697	6-	6	0.39E+06	0.26E-05	5.956847	-	8.308064
5276.00195	10-	8	0.38E+06	0.27E-05	3.199861	-	5.549471
5284.10889	6-	8	0.19E+05	0.53E-04	2.891387	-	5.237392
5306.17969	6-	8	0.33E+08	0.30E-07	10.523987	-	12.860234
5316.22510	14-	14	0.37E+08	0.27E-07	10.420358	-	12.752191
5316.61523	12-	10	0.39E+06	0.26E-05	3.153169	-	5.484831
5316.78418	8-	6	0.65E+05	0.15E-04	3.221722	-	5.553310
5325.55273	8-	8	0.80E+05	0.12E-04	3.221722	-	5.549471
5339.53027	10-	10	0.10E+01	0.10E+01	9.100824	-	11.422481
5339.58496	12-	14	0.10E+01	0.10E+01	10.452806	-	12.774439
5339.60010	4-	6	0.10E+01	0.10E+01	10.532334	-	12.853961
5387.06299	12-	14	0.52E+08	0.19E-07	10.523055	-	12.824226
5395.85986	6-	8	0.55E+08	0.18E-07	10.601418	-	12.898838
5402.05859	10-	12	0.56E+08	0.18E-07	10.562907	-	12.857690
5414.07275	8-	8	0.94E+04	0.11E-03	3.221722	-	5.511413
5425.25684	10-	10	0.92E+04	0.11E-03	3.199861	-	5.484831
5427.82617	12-	10	0.59E+06	0.17E-05	6.724792	-	9.008681
5429.98779	8-	10	0.60E+08	0.17E-07	10.597395	-	12.880375
5465.93066	6-	8	0.62E+08	0.16E-07	10.624282	-	12.892250
5466.90723	4-	4	0.10E+01	0.10E+01	6.807887	-	9.075450
5482.30762	10-	12	0.48E+08	0.21E-07	10.562907	-	12.824100
5493.83301	8-	10	0.40E+08	0.25E-07	10.500964	-	12.757414
5506.19531	12-	14	0.11E+09	0.88E-08	10.523055	-	12.774439
5510.77881	10-	12	0.23E+08	0.44E-07	10.562907	-	12.812418
5525.12500	10-	8	0.32E+04	0.32E-03	3.267743	-	5.511413
5529.05273	6-	6	0.20E+08	0.50E-07	10.523987	-	12.766063
5534.84668	12-	10	0.30E+05	0.33E-04	3.245102	-	5.484831
5544.76318	12-	12	0.25E+08	0.40E-07	10.523055	-	12.758780
5607.13818	6-	8	0.46E+04	0.22E-03	2.582992	-	4.793845
5627.49707	8-	6	0.29E+04	0.34E-03	3.387050	-	5.589905

Annexes : Bases de données atomiques

5645.39160	10-	12	0.10E+01	0.10E+01	10.562907	-	12.758780
5725.96289	6-	6	0.51E+03	0.20E-02	3.424931	-	5.589905
5783.62988	8-	10	0.46E+08	0.22E-07	10.715626	-	12.859013
5813.67676	6-	4	0.88E+05	0.11E-04	5.571264	-	7.703575
5823.15479	8-	10	0.20E+05	0.50E-04	5.569466	-	7.698306
5824.41504	6-	6	0.83E+02	0.12E-01	3.424931	-	5.553310
5885.00977	4-	6	0.64E+08	0.16E-07	10.752144	-	12.858606
5902.82471	8-	10	0.50E+08	0.20E-07	10.715626	-	12.815732
5955.70020	6-	8	0.42E+08	0.24E-07	10.738367	-	12.819830
5961.70459	10-	12	0.74E+08	0.14E-07	10.679414	-	12.758780
5965.62012	10-	10	0.22E+08	0.46E-07	10.679414	-	12.757414
5991.37598	12-	10	0.42E+04	0.24E-03	3.153169	-	5.222237
6084.11084	10-	8	0.30E+04	0.33E-03	3.199861	-	5.237392
6113.32227	8-	6	0.17E+04	0.59E-03	3.221722	-	5.249518
6129.70264	10-	10	0.32E+03	0.31E-02	3.199861	-	5.222237
6147.74121	4-	2	0.13E+06	0.77E-05	3.889190	-	5.905633
6149.25781	2-	2	0.13E+06	0.77E-05	3.889688	-	5.905633
6175.14600	8-	8	0.18E+06	0.56E-05	6.223289	-	8.230783
6179.38428	8-	6	0.46E+05	0.22E-04	5.569466	-	7.575583
6238.39160	4-	4	0.75E+05	0.13E-04	3.889190	-	5.876332
6239.95313	2-	4	0.11E+05	0.91E-04	3.889688	-	5.876332
6247.55664	6-	4	0.16E+06	0.62E-05	3.892105	-	5.876332
6247.57031	6-	8	0.10E+01	0.10E+01	5.956847	-	7.941070
6305.29590	10-	10	0.14E+06	0.71E-05	6.219524	-	8.185581
6331.95361	6-	8	0.18E+06	0.56E-05	6.217705	-	8.175486
6369.46240	6-	4	0.14E+05	0.71E-04	2.891387	-	4.837637
6383.72168	6-	6	0.11E+06	0.91E-05	5.553310	-	7.495214
6416.91895	6-	6	0.36E+05	0.28E-04	3.892105	-	5.823963
6432.68018	6-	6	0.85E+04	0.12E-03	2.891387	-	4.818511
6446.41016	8-	10	0.13E+06	0.77E-05	6.223289	-	8.146309
6456.38281	8-	6	0.17E+06	0.59E-05	3.903914	-	5.823963
6516.08105	6-	8	0.83E+04	0.12E-03	2.891387	-	4.793845
6896.16992	10-	8	0.53E-02	0.19E+03	0.232198	-	2.029801
7155.15674	10-	10	0.15E+00	0.68E+01	0.232198	-	1.964737
7172.00000	8-	8	0.55E-01	0.18E+02	0.301332	-	2.029801
7222.39355	4-	2	0.25E+05	0.40E-04	3.889190	-	5.605600
7224.48730	2-	2	0.28E+05	0.36E-04	3.889688	-	5.605600
7301.56006	6-	6	0.21E+04	0.48E-03	3.892105	-	5.589905
7308.07324	4-	4	0.10E+01	0.10E+01	3.889190	-	5.585477
7320.65430	6-	4	0.14E+05	0.71E-04	3.892105	-	5.585477
7388.17969	6-	8	0.42E-01	0.24E+02	0.351906	-	2.029801
7449.33496	4-	6	0.17E+05	0.60E-04	3.889190	-	5.553310
7452.53809	8-	10	0.48E-01	0.21E+02	0.301332	-	1.964737
7462.40723	6-	6	0.27E+05	0.37E-04	3.892105	-	5.553310
7479.69434	6-	8	0.35E+04	0.29E-03	3.892105	-	5.549471
7515.83203	8-	6	0.81E+04	0.12E-03	3.903914	-	5.553310
7637.53809	8-	6	0.66E-02	0.15E+03	0.047714	-	1.670827
7665.30225	4-	2	0.62E-02	0.16E+03	0.106964	-	1.724198
7686.93799	6-	4	0.68E-02	0.15E+03	0.082793	-	1.695475
7711.72412	8-	8	0.49E+05	0.20E-04	3.903914	-	5.511413
7733.15674	2-	2	0.19E-02	0.52E+03	0.121155	-	1.724198

**Annexe 6: Base de données atomiques
de l'aluminium Al I [82]**

$\lambda(A)$	g_i	g_j	$A_{ij}(S^{-1})$	F_{ij}	E_i (ev)	E_j (ev)
4255.18799	6-	6	0.10E+01	0.10E+01	5.476937 -	8.390207
5107.51709	2-	4	0.10E+01	0.10E+01	3.143122 -	5.570240
5107.93994	2-	2	0.10E+01	0.10E+01	3.143122 -	5.570038
5557.05859	2-	4	0.43E+06	0.24E-05	3.143122 -	5.373899
5557.94385	2-	2	0.43E+06	0.24E-05	3.143122 -	5.373543
6696.01807	2-	4	0.17E+07	0.59E-06	3.143122 -	4.994457
6698.66699	2-	2	0.17E+07	0.59E-06	3.143122 -	4.993725
6784.24023	6-	8	0.10E+01	0.10E+01	4.022163 -	5.849423
6906.27979	6-	8	0.10E+01	0.10E+01	4.022163 -	5.817135
7083.96924	4-	6	0.10E+01	0.10E+01	4.021996 -	5.771945
7084.64307	6-	8	0.10E+01	0.10E+01	4.022163 -	5.771945
7361.56787	4-	6	0.10E+01	0.10E+01	4.021996 -	5.705956
7362.29590	6-	8	0.10E+01	0.10E+01	4.022163 -	5.705956
7554.16406	2-	2	0.10E+01	0.10E+01	4.085776 -	5.726803
7563.21240	4-	2	0.10E+01	0.10E+01	4.087739 -	5.726803
7606.16211	2-	4	0.10E+01	0.10E+01	4.085776 -	5.715585
7614.81982	4-	6	0.10E+01	0.10E+01	4.087739 -	5.715695
7615.33496	4-	4	0.10E+01	0.10E+01	4.087739 -	5.715585
7835.30859	4-	6	0.57E+07	0.18E-06	4.021996 -	5.604140
7836.13379	6-	6	0.41E+06	0.24E-05	4.022163 -	5.604140
7836.13379	6-	8	0.62E+07	0.16E-06	4.022163 -	5.604140
7993.04492	2-	2	0.10E+01	0.10E+01	4.085776 -	5.636698

Résumé

L'intérêt porté à l'étude des spectres émis dans un plasma froid de décharge électrique est due à son importante application dans différents domaines de la technologie, tels que l'analyse chimique des matériaux solides, la gravure dans les semi-conducteurs, le revêtement et le traitement des surfaces. Dans notre thèse, nous avons présenté un modèle numérique qui permet de déterminer la densité électronique et la température électronique d'une décharge électrique micro onde (2.45GH). Ce modèle est basé sur le traitement numérique des spectres théoriques qui permet d'étudier l'influence de l'élargissement expérimental sur l'intensité des raies spectrales en prenant des spectres expérimentaux résultants du plasma de décharge électrique. Ces plasmas sont provoqués dans l'hélium pur avec une pression de 4.8 Torr et une puissance MW de 108W. Notre calcul montre que l'élargissement expérimental est dominant, et la raie 668nm de l'He ($1s3d (^1D) \rightarrow 1s2p (^1P^0)$) est la plus stable. Cette raie permet de déterminer la température électronique en utilisant la méthode de Boltzmann avec la raie 468.58 nm He⁺($4f(^2F^0)_{7/2} \rightarrow 3d (^2D)_{5/2}$). La température électronique trouvée ($T_e=3.23\text{eV}$) est en accord avec celles de l'échelle de classification des plasmas froids. Nous avons aussi appliqué la loi de Saha pour calculer la densité électronique du plasma ($N_e=3.67 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$). Notre modèle numérique permet également d'identifier plusieurs raies spectrales, elles sont en bon accord avec celles expérimentales trouvées par V. A. Shakhmatov (2011).

Mots clés: Plasma de décharge, couches minces, spectroscopie, élargissement des raies, méthode de Boltzmann, loi de Saha, micro-ondes

Abstract

The interest in studying the emitted spectra of electrical discharge plasma is due to its important application in various areas of technology, such as the chemical analysis of solid materials, the printmaking in semiconductors, the coating and the surfaces treatment. In our thesis we presented a numerical model that determines the electron density and the electron temperature of a microwave electric discharge (2.4GH). This model is based on the digital processing of theoretical spectra used to study the influence of experimental broadening on the intensity of spectral lines by taking the resulting experimental spectra of the electrical discharge plasma, resulted in pure helium with pressure 4.8 Torr and a power of 108W MW. Our calculations show that the experimental broadening is dominant, and the 668nm line He ($1s3d (^1D) \rightarrow 1s2p (^1P^0)$) is the most stable. This line is used to determine the electron temperature using the Boltzmann method with the line 468.58 nm He⁺($4f(^2F^0)_{7/2} \rightarrow 3d (^2D)_{5/2}$). The found electron temperature ($T_e = 3.23\text{eV}$) concords with that of the cold plasma classification scale. We also applied the Saha law to properly calculate the electron density of the electrical discharge plasma ($N_e=3.67 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$). Our numerical model also identifies a number of spectral lines in good agreement with experimental ones found by V.A. Shakhmatov (2011).

Keywords: Discharge plasma, thin films, spectroscopy, broadening, shape of spectral line, Boltzmann method, Saha law, microwave

المخلص

ان الدافع الى دراسة الاطياف الصادرة عن بلازما التفريغ الكهربائي و التي تسمى بالبلازما الباردة راجع الى اهميتها التطبيقية في مختلف مجالات التكنولوجيا كالتحليل الكيميائي للمواد الصلبة وانصاف النواقل والطبقات الرقيقة و معالجة السطوح. في هذه الاطروحة قدمنا نموذجا رقميا الذي سمح لنا بتحديد الكثافة الالكترونية و درجة الحرارة الالكترونية لبلازما التفريغ الكهربائي المحثات بالامواج الدقيقة (2.45GH). هذا النموذج يعتمد على المعالجة الرقمية للاطياف النظرية و الذي سمح بدراسة تاثير التعريض التجريبي على الشدة الطيفية بأخذ اطياف تجريبية ناتجة عن بلازما التفريغ الكهربائي للهليوم النقي بضغط (4.8Torr) و بامواج دقيقة ذات استطاعة (108W). حسابنا بين ان التعريض التجريبي هو الغالب و ان الخط الطيفي للهليوم الحيادي (668nm) ($1s3d (^1D) \rightarrow 1s2p (^1P^0)$) هو الاكثر استقرارا. حيث استعمل هذا الخط في طريقة بولتزمان بمعوية الخط الطيفي للهليوم المؤين ($4f(^2F^0)_{7/2} \rightarrow 3d (^2D)_{5/2}$) و اعطى درجة حرارة الكترونية ($T_e = 3.23\text{eV}$) وهي متناسبة جدا مع تصنيفات البلازما الباردة. و طبقنا ايضا قانون صاها و اعطانا كثافة جيدة كذلك ($N_e=3.67 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$). وبالتالي نمودجنا الرقمي سمح بكشف عدة خطوط طيفية وهي في توافق جيد مع الاطياف التجريبية المسجل من طرف (V.A.Shakhmatov) (2011).

الكلمات المفتاحية: بلازما التفريغ الكهربائي، الطبقات الرقيقة، المطيافية، التعريض الطيفي، طريقة بولتزمان، قانون صاها، الامواج الدقيقة.