

**République Algérienne Démocratique et Populaire**  
**Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique**  
**Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene**  
**FACULTE DE PHYSIQUE**



**MEMOIRE**

**Présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER**

**EN PHYSIQUE**

**Spécialité : Electronique Quantique**

**Par : ALIM Mohamed Mounes**

**Thème**

**Caractérisation électrique d'un réacteur RF (13.56MHz)  
de (SF<sub>6</sub>, O<sub>2</sub>) à basse pression de texturation des plaquettes  
de silicium**

**Soutenu le : 19/09/2006, devant le jury composé de:**

<b>M<sup>r</sup>. A. BENDIB</b>	<b>Professeur à l'USTHB</b>	<b>Président</b>
<b>M<sup>r</sup>. K. HENDA</b>	<b>Chargé de recherche au CDTA</b>	<b>Directeur de thèse</b>
<b>M<sup>r</sup>. A. KELLOU</b>	<b>Professeur à l'USTHB</b>	<b>Examineur</b>
<b>M<sup>me</sup>. A. RAHAL</b>	<b>Maître de conférence à l'USTHB</b>	<b>Examineur</b>
<b>M<sup>r</sup>. T.KERDJA</b>	<b>Maître de recherche au CDTA</b>	<b>Examineur</b>

*À ma mère .....*

*À mon père.....*

*À tous ceux qui me sont chers.*

Ce travail a été réalisé à la division des Milieux Ionisés & Lasers, du Centre de Développement des Technologies Avancées (C.D.T.A.).

D'abord je tiens à remercier toutes les personnes qui m'ont fait l'honneur d'accepter de juger ce travail.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur A. Bendib pour avoir bien voulu présider ce jury.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur K. Henda qui a suivi ce travail et m'a accordé toute l'attention nécessaire. Je lui suis très reconnaissant pour sa constante disponibilité.

Je voudrai aussi exprimer mes plus vifs remerciements à Messieurs A. Kellou, T. Kerdja et Madame A. Rahal qui m'ont fait l'honneur de participer à mon jury de thèse.

Je voudrai ensuite, remercier toutes les personnes qui ont facilité ce travail. Je pense en particulier à Messieurs H. Lahemer ingénieur, A. Henni, M. Zekkara, techniciens au laboratoire des plasmas.

Je tiens à remercier aussi Monsieur R. Tadjine qui m'a aidé durant ce travail. Je tiens à lui exprimer ma profonde gratitude.

Enfin, je ne saurais oublier mes collègues de la division, et tous mes amis qui, en diverses circonstances, m'ont apporté leur aide dans le déroulement de ce travail, je suis heureux de leur témoigner ici toute ma reconnaissance et ma sympathie.

# *sommaire*

<b>INTRODUCTION GENERALE .....</b>	<b>9</b>
------------------------------------	----------

## **CHPITRE I**

### **INTRODUCTION A LA DECHARGE**

<b>I – Introduction .....</b>	<b>13</b>
<b>II – Gravure par plasma .....</b>	<b>13</b>
II- 1 Caractérisation d'une gravure.....	14
II-1.1 Vitesse de gravure .....	14
II-1.2 Anisotropie .....	15
II -1.3 Sélectivité .....	16
II- 2 Types de gravure .....	16
II-2.1 Gravure spontanée .....	16
II-2.2 Gravure induite .....	17
<b>III – Décharge électrique.....</b>	<b>17</b>
III -1 Décharge luminescente et gaines de charges d'espace .....	17
III -1.1 La décharge luminescente .....	17
III -1.1.1 La décharge obscure .....	18
III -1.1.2 La décharge Townsend .....	19
III -1.1.3 La décharge luminescente normale .....	19
III -1.1.4 La décharge luminescente anormale .....	20
III -1.1.5 La décharge d'arc .....	21
III -1.2 Les différentes zones de la décharge luminescente .....	21
III -1.3 Le potentiel plasma .....	24
III -1.4 Les gaines électrostatiques .....	24
<b>IV – Les différents couplage électrique .....</b>	<b>27</b>
IV -1 Le couplage capacitif .....	27
IV -2 Le couplage selfique .....	27
<b>V – Energie de bombardement des ions .....</b>	<b>28</b>
V- 1 Effet de la pression .....	28
V -2 Effet de la fréquence excitatrice .....	29
V -3 Effet de la masse des ions .....	32
<b>VI - Potentiel d'autopolarisation .....</b>	<b>32</b>

<b>VII – Modélisation des paramètres de la décharge</b> .....	37
VII- 1 Le modèle électrique équivalent de la décharge RF .....	37
VII- 2 Modèle de Y. Catherine .....	40

## **CHAPITRE II**

### **DISPOSITIF EXPERIMENTAL**

<b>I - Introduction</b> .....	43
<b>II – Dispositif expérimental</b> .....	43
<b>III - Les mesures électriques</b> .....	46
III – 1 Le potentiel d'autopolarisation .....	46
III – 2 Le courant ionique de saturation .....	46
<b>VI – La spectroscopie optique d' émission</b> .....	47
IV- 1 Système de transport du signal lumineux .....	47
IV- 2 Le monochromateur .....	47
IV- 3 Le détecteur .....	48
<b>V- Cinétique de la décharge de SF6 et spectroscopie d'émission</b> .....	48
<b>VI – Les espèces réactives dans un plasma de SF<sub>6</sub></b> .....	49
VI -1 La dissociation .....	50
VI -2 L'ionisation dissociative .....	50
VI -3 L'attachement dissociatif .....	50

## **CHAPITRE III**

### **RESULTATS EXPERIMENTAUX**

<b>I – Introduction</b> .....	53
<b>II - Etude des paramètres électrique de la décharge</b> .....	53
II -1 Potentiel d'autopolarisation.....	53
II - 1.1 Effet de la puissance .....	54
II - 1.2 Effet de la pression .....	54
II - 1.3 Effet de Débit .....	58
II - 1.4 Effet du pourcentage d'oxygène .....	58

II - 2 le courant ionique de saturation .....	58
II- 2.1 Effet de la puissance .....	58
II- 2.2 Effet de la pression .....	60
II -2.3 Effet de pourcentage d'oxygène .....	60
<b>III – Etude spectroscopique de la décharge</b> .....	62
III – 1 Effet de la puissance sur la raie du fluore atomique .....	63
III – 2 Effet de la pression sur la raie du fluore atomique .....	63
<b>VI – Conclusion</b> .....	65
<b>CONCLUSION GENERALE</b> .....	67
<b>Bibliographie</b> .....	72

# *Introduction générale*



L'un des objectifs majeurs de l'industrie dans le domaine de l'énergie solaire est d'améliorer le rendement des cellules photovoltaïques. Parmi les méthodes pour améliorer ce rendement, la modification de l'état de surface des plaquettes afin de créer des sites pour piéger la lumière incidente est très intéressante. La création de ces sites se fait par des procédés de gravure.

Dans le passé, la reproduction de ces formes géométriques se faisait par des procédés chimiques (gravure humide). L'inconvénient de cette méthode réside essentiellement dans le fait que la gravure obtenue est isotrope. C'est ainsi que dans les années 70, la gravure par voie humide a vite été remplacée par la gravure sèche assistée par plasma [8]. Cette nouvelle technique, issue du développement de la microélectronique, permettait d'obtenir des profils de gravure anisotropes grâce à une orientation privilégiée du flux des ions. Elle n'a cessé de progresser depuis.

Afin de maîtriser cette technique, il est primordial de maîtriser son outil : le **PLASMA**.

Les plasmas utilisés dans la gravure des plaquettes de silicium sont des plasmas réactifs et les modes d'ionisation sont multiples [2], les plus répandus sont :

- Les décharges excitées en radiofréquence
- Les décharges excitées en micro-onde

Le terme « décharge électrique » s'applique à tout mécanisme de passage de courant dans un gaz. Il doit son origine au fait que la première méthode d'obtention de ces courants a été la décharge de condensateurs à air et il est resté communément employé par la suite, même en absence de transfert effectif de charges dans le circuit extérieur. Si l'application d'une tension continue entre deux électrodes d'un tube à gaz reste le moyen le plus classique de réaliser une « décharge » [2], nous utilisons aussi, des fréquences radio (25KHz - 100MHz) pour créer une décharge électrique à basse pression ( $10^{-3}$  – 1 Torr) dans des gaz atomiques ou moléculaires.

Les décharges radiofréquences créées à basse pression entrent dans la catégorie des plasmas « froids ». Ces plasmas font l'objet de multiples travaux théoriques et expérimentaux ; K. Tachibana et al [4], M.V. Malyshev et al [5], H.M. Katssch et al [6] et

S.V. Avteava et al [7]. Ils sont devenus des outils indispensables dans l'industrie pour leurs nombreuses propriétés. Ces plasmas sont des milieux hors équilibre thermodynamique où la température électronique est très supérieure à la température des différentes espèces présentes dans le plasma. Cette propriété constitue l'une des raisons de l'intérêt que présentent ces plasmas en traitement des surfaces (gravure, dépôt).

Le choix de la fréquence excitatrice est très important car, si le temps de charge de l'isolant est très faible devant la demi-période du signal alternatif appliqué, la décharge sera la plupart du temps éteinte, c'est le cas par exemple pour une fréquence conventionnelle de 50 Hz. Ainsi, aux basses fréquences on a des décharges de courtes durées, avec des électrodes prenant successivement des polarités opposées. Pour avoir une décharge quasi-continue, on se trouve dans l'obligation d'élever la fréquence du signal. En pratique, une telle décharge est obtenue pour des fréquences supérieures à 100 kHz [8].

Dans le cas des applications citées au début de cette introduction générale, les ***PLASMAS RADIOFREQUENCES EXCITES A 13.56 MHz*** sont les plus appropriés.

Le but de notre travail est justement la caractérisation d'une décharge RF de ( $\text{SF}_6$ ,  $\text{O}_2$ ) à basse pression et à basse température, excitée à 13.56 MHz pour l'optimisation d'un réacteur plasma pour la texturation des plaquettes du silicium pour le piégeage de la lumière. Nous nous intéressons particulièrement, dans le cadre de ce mémoire, aux effets des paramètres plasmas (pression et puissance) sur les paramètres électriques de la décharge que sont le potentiel d'autopolarisation et le courant ionique de saturation.

Il est important de préciser que notre travail est un travail expérimental effectué dans l'équipe « Plasmas de Décharges » de la Division Milieux Ionisés et Lasers du Centre de Développement des Technologies Avancées.

Le présent mémoire est structuré comme suit : un premier chapitre sur les décharges, un deuxième chapitre sur le dispositif expérimental et les techniques de diagnostic, un troisième chapitre sur les résultats expérimentaux et enfin une conclusion général de notre travail.

Le chapitre I est une introduction à la décharge luminescente excitée en radio fréquence, particulièrement à 13.56 MHz, et son application à la gravure.

Dans le chapitre II, nous présentons le dispositif expérimental utilisé pour nos travaux, et les appareillages qui nous ont permis de réaliser les mesures électriques et spectroscopiques. Nous présentons aussi la technique de diagnostic du plasma par spectroscopie optique d'émission.

Les résultats expérimentaux et leur interprétation sont présentés dans le chapitre III. Nous présentons ainsi l'influence de la puissance injectée, de la pression et de la proportion de gaz sur les paramètres électriques (tension d'autopolarisation et densité de courant ionique de saturation). Aussi, nous avons suivi les variations de l'intensité de la raie du fluore atomique en fonction de la pression et la puissance injectée. Une comparaison avec d'autres travaux d'une part et des modèles d'autre part a été effectuée.

Enfin nous terminons notre mémoire par une conclusion générale et des perspectives de nos travaux.

# *Chapitre I*

## *Introduction à la décharge*

## **I- Introduction :**

La physique des plasmas est une discipline assez récente qui trouve ses origines autour des années vingt. Elle s'intéresse aux ensembles macroscopiquement neutres de particules chargées que sont les gaz partiellement ou complètement ionisés [9].

Il existe deux types de plasmas. Les plasmas dits "chauds" dans lesquels on observe un équilibre thermodynamique entre les diverses particules et une température très élevée ( $T > 10^6$  K), présents dans les réacteurs nucléaires et les étoiles. Les plasmas dits "froids", hors équilibre thermodynamique, largement utilisés dans l'industrie pour des applications de type projection thermique ou de type décharge [1]. C'est ce dernier type qui nous intéresse dans ce mémoire.

La composition du plasma en espèces neutres et ionisées dépend des conditions extérieures appliquées. Quel que soit le type de réacteur considéré, les paramètres essentiels dont dispose l'utilisateur sont la pression de gaz, le débit, la fréquence d'excitation, la puissance, la température, la polarisation de l'électrode et la composition du mélange gazeux en nature et en proportion.

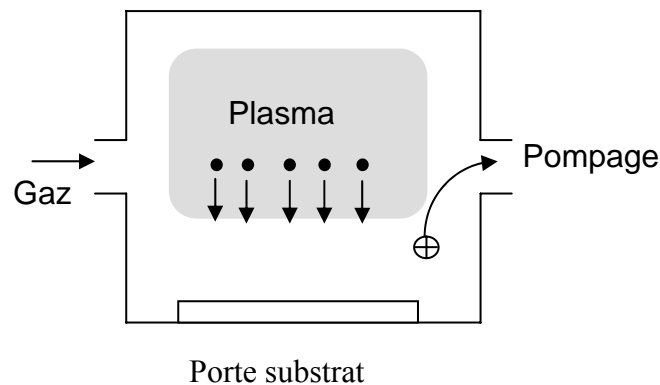
Dans ce chapitre, nous décrivons la décharge excitée en radiofréquence, précisément à 13.56 MHz et de son application prévue à la gravure. La première partie est consacrée à la gravure par plasma et la deuxième traite de la décharge électrique. Nous présentons ce qu'est une décharge et définissons tout ce qui est en rapport avec elle. Enfin, dans la dernière partie, nous présentons les paramètres électriques les plus importants ainsi que la modélisation électrique de la décharge.

## **II- Gravure par plasma :**

Les plasmas sont utilisés pour le traitement de surfaces car ils permettent de transformer l'énergie électrique en énergie chimique en dissociant les molécules. Ils contiennent ainsi non seulement des radicaux et des atomes réactifs mais aussi des ions qui peuvent être accélérés par un champ électrique appliqué pour bombarder les surfaces.

La gravure par plasma consiste à introduire un gaz moléculaire relativement inerte dans une décharge lumineuse ou se forment les espèces chimiquement réactives (atomes, ions atomiques radicaux moléculaires et molécules), ces espèces diffusent à travers la surface de la plaquette et réagissent avec le film mince en formant des produits volatils qui sont évacués de l'enceinte par pompage (Figure I.1).

Le composé volatil formé doit être suffisamment stable dans le plasma pour qu'il ne se décompose pas en formant des dépôts solides avant son évacuation.



**Figure I.1** : Principe de la gravure par plasma.

## **II.1- Caractéristiques d'une gravure :**

Les critères essentiels pour caractériser une gravure sèche [53, 54] sont :

### **II.1.1- Vitesse de gravure :**

La vitesse de gravure est un paramètre important pour la caractérisation d'une gravure. Elle dépend de plusieurs facteurs. On citera essentiellement :

- La réactivité chimique du plasma avec le substrat pour former des produits volatils
- Le flux des neutres réactifs atteignant le substrat
- Le flux des ions bombardant le substrat
- La température substrat

Plus ces facteurs sont importants, meilleurs sera la vitesse de gravure. Les trois premiers facteurs résultent du choix de certains paramètres extérieurs tels que : la géométrie du réacteur, la fréquence d'excitation du plasma, le choix de gaz réactif, la pression et le débit du

gaz et la puissance incidente. Il est à noter que la vitesse de gravure diminue lorsque les dimensions des ouvertures des motifs à graver, diminuent. En effet, le flux d'espèces réactives entrant dans le motif est proportionnel à sa largeur [55].

### II.1.2- Anisotropie :

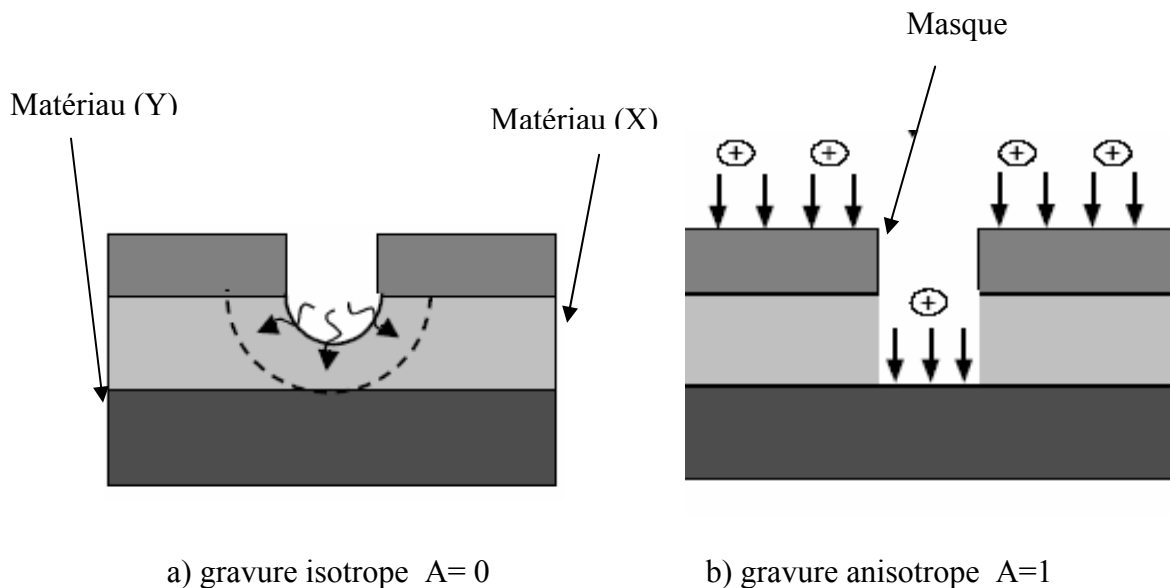
L'anisotropie est la gravure directionnelle activée par le bombardement ionique. Le fond du motif exposé aux flux des ions et neutres subit à la fois une gravure spontanée et une gravure induite. Par contre, les parois latérales qui ne sont exposées qu'au flux des neutres, ne subissent que la gravure spontanée. La figure I-2 présente l'anisotropie. Celle-ci est définie comme suit [11] :

$$A=1 - \frac{V_l}{V_v} \quad (I.1)$$

$V_l$  : vitesse de gravure latérale

$V_v$  : vitesse de gravure verticale

Lorsque la vitesse latérale est nulle, on dira que l'anisotropie est parfaite. En revanche, l'isotropie est parfaite lorsque la vitesse latérale est égale à la vitesse verticale, dans ce cas on a une mauvaise gravure.



**Figure I.2 :** Un profil de gravure.

### II.1.3- Sélectivité :

Il est important que la gravure soit sélective, c'est-à-dire que la vitesse de gravure du matériau à enlever soit beaucoup plus élevée que celle du matériau de la sous-couche, qui doit rester intact après l'étape de gravure. La sélectivité est donnée par la relation [11] :

$$S_G = \frac{V_{GX}}{V_{GY}} \quad (I.2)$$

$V_{GX}$  : vitesse de gravure du matériau (X).

$V_{GY}$  : vitesse de gravure du matériau (Y).

### II.2 Types de gravure :

Dans le cas des gravures sèches assistées par plasma, deux types de gravure sont à considérer :

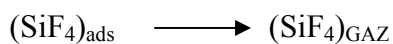
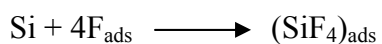
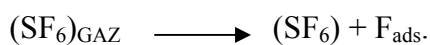
#### II.2.1 Gravure spontanée :

L'attaque de la surface est due essentiellement à des réactions chimiques, les bombardements énergétiques (ioniques ou électronique) sont supposés négligeable. Ces réactions auront lieu sur toute la surface exposée à la décharge.

L'interaction des espèces neutres avec l'échantillon passe le plus souvent par trois étapes [51,52] :

- la chimisorption des espèces réactives sur la surface du substrat (adsorption),
- la réaction des espèces avec le matériau et la formation d'une molécule adsorbée,
- la désorption de la molécule adsorbée.

En considérant la gravure de silicium par le  $SF_6$ , ces étapes peuvent être illustrées par :





Si l'une de ces trois étapes n'ait pas eu lieu, la surface de l'échantillon ne sera pas gravée.

### **II.2.2 Gravure induite :**

En gravure assistée par les ions, on peut être en présence soit de la pulvérisation physique soit de la pulvérisation chimique. La connaissance de l'énergie des ions bombardant le substrat est essentielle pour pouvoir décrire la nature et l'importance des mécanismes ayant lieu. En effet si l'on bombarde la surface de silicium par des ions basse énergie [27] (quelques eV), le seul effet qu'auront les ions sera de déplacer les adatoms (atomes adsorbés) de fluor et en particulier les espèces adsorbées  $\text{SiF}_x$ . Ainsi, ces espèces qui n'étaient pas en position de proches voisins, peuvent franchir la barrière d'énergie qui les séparait et réagir pour désorber sous forme de  $\text{SiF}_4$ . Il est évident que dans ce cas, le bombardement ionique a pour effet de détruire l'ordre à courte distance, instauré par les interactions répulsives entre atomes. Par contre, pour des énergies plus élevées (quelques centaines à quelques milliers d'eV), la pulvérisation physique (espèces non volatiles) et pulvérisation chimique (espèces volatiles) se superposent.

## **III. DECHARGE ELECTRIQUE**

La compréhension du fonctionnement d'une décharge d'un point de vue aussi bien cinétique que électrique est donc importante pour contrôler la gravure plasma.

Regardons alors, dans le détail ce qu'est une décharge électrique.

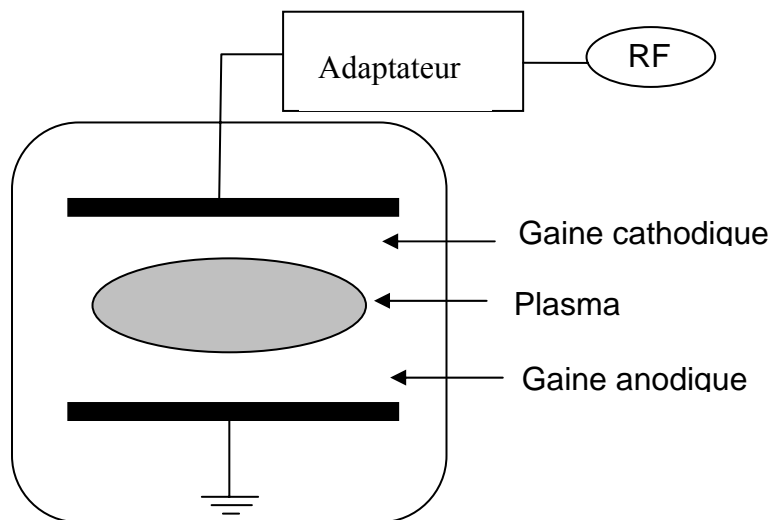
### **III.1- Décharge luminescente et gaines de charges d'espace :**

Une décharge électrique présente une zone luminescente occupant presque la totalité de l'espace interélectrode (le plasma) et deux espaces sombres adjacents aux électrodes (les gaines ioniques), Figure I.3.

#### **III.1-1 La décharge luminescente :**

Après avoir fait le vide dans l'enceinte, on introduit alors un flux contrôlé de gaz tout en gardant un pompage dynamique pour maintenir une circulation de gaz pur. Il apparaît une décharge luminescente entre les électrodes lorsque une haute tension est appliquée entre celles-ci. La décharge est auto-entretenu grâce à l'émission d'électrons secondaires. Quelle

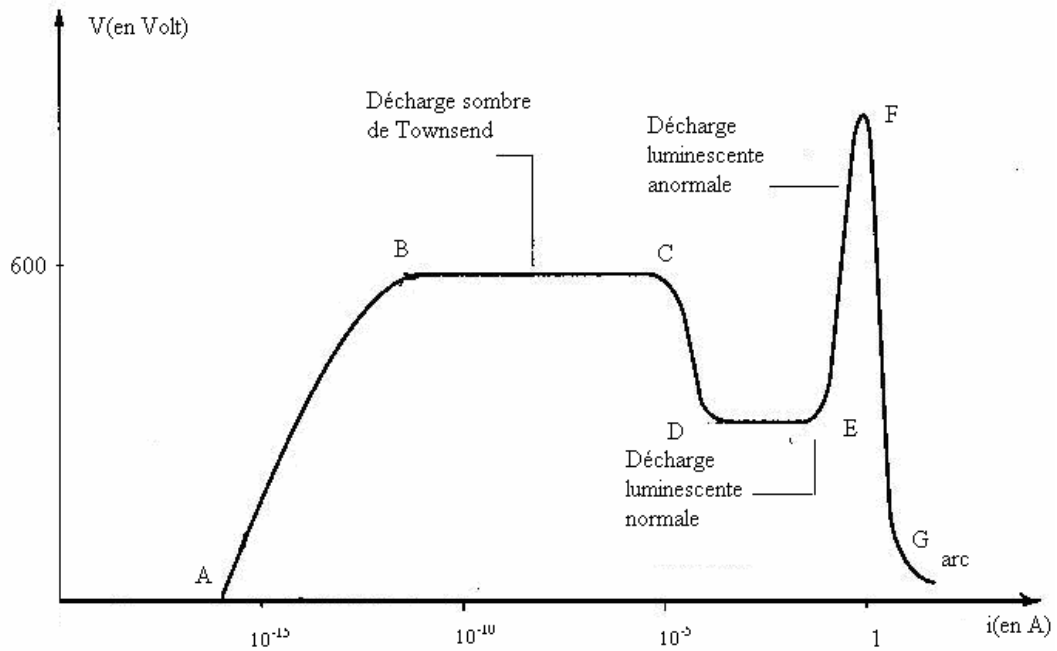
est l'origine de cette décharge luminescente ? Nous l'expliquerons en présentant la courbe courant-tension entre ces deux électrodes décrite sur la figure I-4 [1,12].



**Figure I.3 :** Représentation d'une décharge diode capacitive

### III.1-1 -1 La décharge obscure :

Lorsqu'une tension est appliquée entre les deux électrodes, les ions et les électrons présents dans l'enceinte se déplacent et forment un courant sous l'action du champ électrique. Le courant augmente très lentement avec la tension car, lorsque la tension appliquée est inférieure à 600 volts, il n'y a pas assez d'énergie pour ioniser de nouvelles particules. La densité de courant donc augmente légèrement. Dans ce cas, un courant circule entre les deux électrodes mais il n'y a pas de luminescence, c'est la zone AB de la figure I-4. Cette zone s'appelle la décharge obscure.



**Figure I.4** La courbe tension-courant entre les deux électrodes lors d'une décharge lumineuse [1]

### III.1-1 -2 La décharge Townsend :

Quand la tension appliquée est supérieure à 600 volts, la vitesse des électrons s'accroît. Le courant croît car les collisions entre les électrons et les atomes neutres ne sont plus élastiques. L'électron possède alors assez d'énergie cinétique pour ioniser les atomes. Les électrons primaires et secondaires continuent à être accélérés par le champ électrique, ce qui provoque de nouvelles ionisations, c'est la zone BC de la figure I-4.

### III.1-1 -3 La décharge lumineuse normale :

Au-delà du point C, le courant augmente soudainement et la tension diminue, c'est la zone de transition CD, suivie de la zone DE où il apparaît une décharge lumineuse normale. L'émission d'électrons et d'ions est provoquée par la collision des électrons sur les atomes neutres. A ce moment, la décharge lumineuse se maintient même avec une tension très faible. Après le point D, l'intensité du courant ne dépend que du matériau de la cathode et de sa forme géométrique, du type de gaz et de sa pression. L'intensité du courant croît avec la pression dans ce régime de la décharge lumineuse normale. Si la surface de la cathode a une forme concave, l'intensité du courant peut être quelques dizaines de fois plus grande que celle d'une cathode plate et lisse.

La zone cathodique est le siège d'une très forte concentration en ions positifs qui se déplacent, tout en étant beaucoup moins rapides que les électrons. Partout ailleurs, les deux densités spatiales, positives et négatives, ont le même ordre de grandeur et se neutralisent respectivement sauf au voisinage de l'anode où il y a une concentration d'électrons. Ainsi, chaque électrode est entourée d'une sorte de "gaine" ionique de signe contraire à sa polarisation. A l'intérieur de cette gaine (où les charges d'espace sont d'un seul signe), les conditions sont très semblables à celles qui existent dans une diode ordinaire à cathode émettrice.

Dans la zone DE, l'intensité du courant est encore faible car la chute cathodique reste constante tant que la gaine cathodique luminescente ne recouvre pas complètement la surface de la cathode. Afin de disposer d'un fort courant anodique, la pulvérisation cathodique fonctionne dans la zone EF où l'on observe le régime de la décharge luminescente anormale.

#### **III.1-1 -4 La décharge luminescente anormale :**

Dans le régime de la décharge anormale (zone EF), la surface de la cathode est complètement recouverte. Dans cette zone, si l'on augmente le courant au-delà du point E, la tension augmente. La chute de potentiel de la cathode dépend de l'intensité du courant et de la pression du gaz parce que dans la décharge luminescente normale, quand le courant s'accroît au-delà d'une certaine valeur, la luminescence remplit toute la région de la cathode.

Si le courant augmente encore, les couches d'ions au voisinage de la cathode ne peuvent s'étendre, ceci diminue la distance entre la cathode et les couches d'ions. En conséquence, il faut augmenter la chute de potentiel de la cathode pour que les ions aient une plus grande énergie de bombardement de la cathode. Ceci produit beaucoup d'électrons secondaires ce qui augmente le courant. Pour un gaz et un matériau donné, la tension d'allumage  $V$  ne dépend que du produit de la pression du gaz  $P$  et la distance  $D$  entre les deux électrodes :  $V = f(PD)$ . Cette relation s'appelle « la loi de Paschen ».

#### **III.1-1 -5 La décharge luminescente d'arc :**

Si l'on travaille en régime de décharge luminescente anormale, une augmentation du courant risque de transformer la décharge luminescente anormale en décharge luminescente d'arc. La tension entre les deux électrodes s'abaisse alors brutalement et le courant augmente rapidement comme s'il y avait un court-circuit entre les deux électrodes. En effet, la décharge

d'arc provoque l'émission d'une grande quantité d'électrons à la surface de la cathode. Ceux-ci provoquent à la fois des ionisations et des recombinaisons, ce qui fait disparaître la chute de potentiel de la cathode : c'est le « court-circuit ».

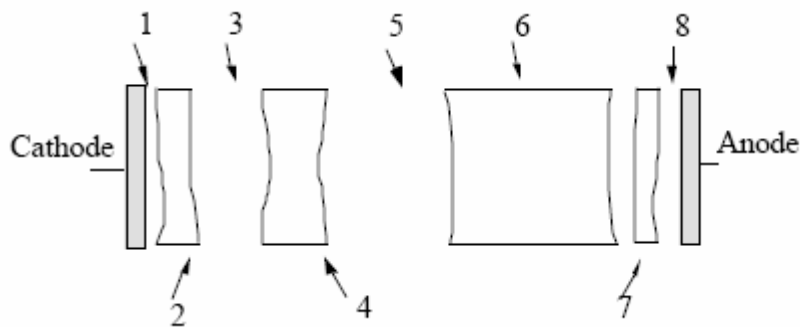
La décharge se concentre alors dans la zone entourant la cathode. Cette brutale augmentation de courant peut être à l'origine de la destruction de la cathode et du circuit d'alimentation électrique. Le contrôle du courant par un dispositif électronique doit donc être conçu de manière à supporter ce régime de court-circuit.

### **III.1-2 Les différentes zones de la décharge luminescente**

Les différentes zones de la décharge luminescente sont décrites dans la figure I.5 [12]. La formation de ces zones peut être expliquée de la manière suivante : au début, la tension appliquée entre les deux électrodes est faible, les quelques électrons émis par la cathode provoquent l'ionisation des atomes. Donc tout près de la zone cathodique se forme une zone obscure d'Aston. Dans un système diode où il n'y a pas de filament pour émettre des électrons, la zone d'Aston est large et dans un système à cathode chaude, cette zone est étroite.

A droite de la zone obscure d'Aston se situe une zone brillante. C'est la zone luminescente de la cathode car les électrons accélérés provoquent l'excitation des atomes qui émettent un rayonnement lumineux : la "luminescence cathodique". Si les électrons sont encore accélérés par un champ électrique, ils provoquent l'ionisation par le choc inélastique sur les atomes neutres. Dans cette zone, les ions positifs qui viennent de la zone luminescente négative et qui possèdent une faible vitesse, peuvent se recombiner avec les électrons en provoquant la luminescence.

Après avoir traversé la zone luminescente, les électrons sont accélérés, ils ont donc des difficultés à se recombiner avec les ions, et donc ils traversent une zone sans luminescence : c'est là l'origine de la zone obscure de Crooke.



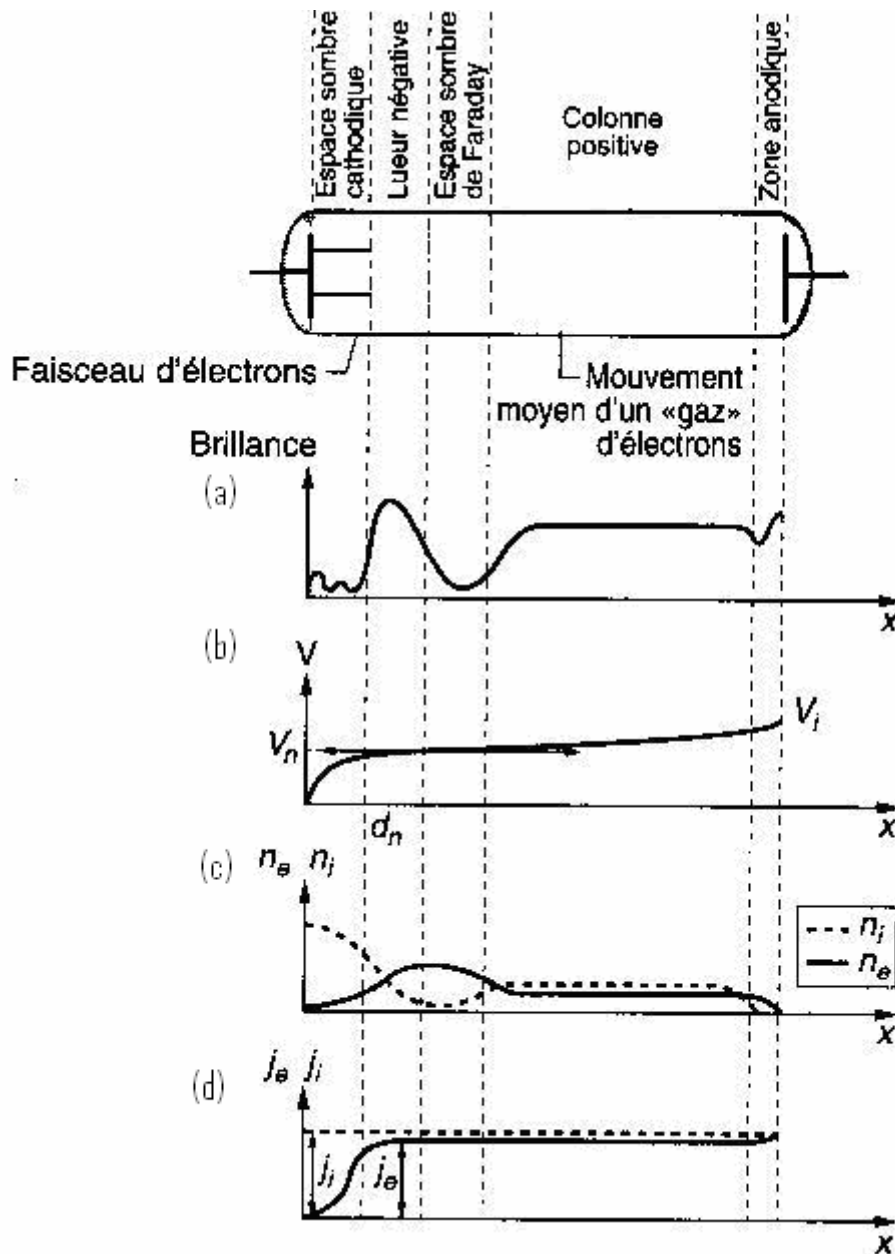
- |                                |                                   |
|--------------------------------|-----------------------------------|
| 1 – zone obscure d'Aston.      | 2 – zone luminescente cathodique. |
| 3- zone obscure de Crooke.     | 4- zone luminescente négative.    |
| 5 - zone obscure de Faraday.   | 6- zone colonne positive.         |
| 7 -zone luminescente anodique. | 8- zone obscure anodique.         |

**Figure I.5 :** Les différentes zones de la décharge lumineuse [12].

Quand ces électrons quittent celle-ci, ils ont acquis une énergie suffisante pour provoquer des ionisations. A cause de la valeur élevée de leur masse, les ions se déplacent lentement vers la cathode. Ils forment une charge d'espace qui s'accumule dans cette zone. C'est pourquoi c'est dans cette région que s'effectue la plus grande partie de la chute de potentiel.

Parce que la densité des ions est très forte, les électrons vont perdre une grande partie de leur énergie par suite des chocs inélastiques avec les ions. Dans cette zone, il y a donc une grande probabilité de recombinaison des électrons avec les ions, ce qui provoque la luminescence négative. Après avoir traversé la zone luminescente négative, la plupart des électrons ont perdu leur énergie et seule une faible proportion d'entre eux peut sortir de cette zone. Ces électrons sont accélérés progressivement après avoir passé la zone obscure de Faraday et provoquent l'ionisation par choc avec les atomes. Parce que cette quantité d'électrons est très faible, ces ions ne peuvent pas former une charge d'espace dense, donc le reste de la décharge est quasiment équipotentielle.

La figure I.6, présentée par Nasser [13], ensuite par Cobine [14], et von Angel [15], représente la répartition de potentiel, de la brillance, des densités électroniques et ioniques, et des densités de courant correspondantes.



**Figure I.6:** Régions et mécanismes dominants dans une décharge lumineuse [1].

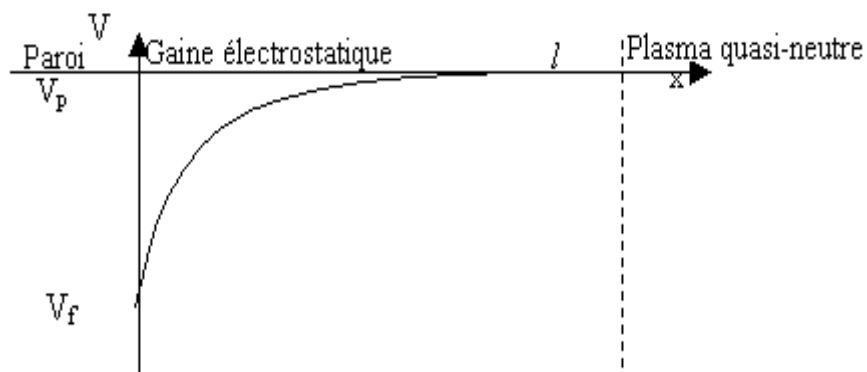
- a. : La brillance entre les deux électrodes
- b. : La distribution de potentiel entre les deux électrodes
- c. : La concentration des ions et les électrons entre les électrodes
- d. : la distribution des densités ionique et électronique entre les électrodes

### III.1.3 Le potentiel plasma :

Le plasma a pour le moment été considéré comme électriquement neutre, équipotentiel et loin de perturbation. Si on mesure la variation du potentiel le long de l'axe cathode-anode, on s'aperçoit que la variation du potentiel appliqué initialement entre les deux électrodes se retrouve à peu près intégralement dans la gaine cathodique, et que la partie lumineuse du plasma est à un potentiel quasiment constant qui correspond à l'ensemble des espèces du plasma appelé : le potentiel plasma  $V_p$ .

### III.1.4 Les gaines électrostatiques :

Le plasma sous vide du laboratoire est confiné par les parois du réacteur ; il ne peut pas donc être considéré comme infini. Or, tout corps plongé dans un plasma provoque une perturbation électrique appelée gaine électrostatique où les charges d'espaces sont non nulles. Les électrons du plasma qui ont une vitesse très élevée par rapport à celle des ions rencontrent la paroi en premier ; le corps se charge donc négativement, ce qui provoque la répulsion des électrons et l'attraction des ions pour un corps isolé (comme un substrat), il se crée un équilibre entre le flux d'ions et le flux d'électrons. Il se fixe donc à un potentiel inférieur au potentiel plasma appelé potentiel flottant  $V_f$ . En général, la différence entre le potentiel plasma et le potentiel flottant est de l'ordre de 10 à 20 V. Il existe une zone de transition quasi-neutre entre la gaine électrostatique et le plasma dans laquelle le potentiel se rapproche lentement de  $V_p$  (Figure I.7). [16].



**Figure I.7:** Variation du potentiel au voisinage d'une paroi [16].

Pour étudier les gaines, on distingue trois régimes de fonctionnement [17, 3] :



*Gaine non collisionnelle :*

Dans ce cas, le libre parcours moyen des ions positifs ( $\lambda_i$ ) est supérieur à l'épaisseur de la gaine ( $l_g$ ) et la pression est moins de 20mTorr. Ainsi, les ions qui traversent la gaine ne subissent pas de collision avec les neutres lors de leur traversée de la gaine, ceci entraîne la conservation du courant ionique qui traverse cette gaine et la densité ionique dans la gaine satisfaite à l'équation de Poisson. L'intégration de cette équation conduit à la loi de Child-Langmuir :

$$\Phi_i = \frac{4 \epsilon_0}{9} \left( \frac{2}{qm_i} \right)^{1/2} \frac{V_g^{3/2}}{l_g^2} \quad (I.3)$$

où

$m_i$  : La masse des ions.

$V_g$  : ddp aux bornes de la gaine.

$l_g$  : Epaisseur de la gaine

$q$  : Charge élémentaire.

*Gaine collisionnelle non ionisante :*

Dans ce cas, le libre parcours moyen des ions positifs est inférieur à l'épaisseur de la gaine et la pression est moins de 100mTorr. Les collisions ion-neutre dans la gaine ne sont pas ionisantes, et le mouvement des particules est contrôlé par les collisions élastiques. Le courant ionique reste donc conservatif et la solution de la loi de Poisson dépendra de la mobilité ionique ( $\mu_i$ ). Cette mobilité dépend, en général, de la valeur de champ électrique réduit  $E/P_s$ . Elle est assez bien représentée par la relation :

$$\mu_i = \frac{K}{P_s} \left( \frac{E}{P_s} \right)^{-\beta} \quad (I.4)$$

où

$P_s$  : Pression de la décharge

$K$  : est une constante.

$E$  : Le champ électrique de la gaine.

$\beta = 0$  pour  $E/P_s < 50$  V/cm.torr

$\beta = 1/2$  pour  $E/P_s > 100$  V/cm.torr

✓ Pour une faible valeur du champ réduit, l'équation de Poisson nous donne :

$$\Phi_i = \frac{9 \epsilon_0 \mu_i V_g^2}{8 q l_g^3} \quad (I.5)$$

✓ Pour une grande valeur du champ réduit, l'équation de Poisson nous donne :

$$\Phi_i = 1.43 \epsilon_0 \left( \frac{2 \lambda_i}{q m_i} \right)^{1/2} \frac{V_g^{3/2}}{l_g^{5/2}} \quad (I.6)$$

$\lambda_i$  est le libre parcours moyen d'un ion

*Gaine collisionnelle ionisante :*

Dans ce cas, la pression est très élevée. Elle est de l'ordre de quelques Torr ; l'ionisation dans la gaine devient un phénomène non négligeable, et il conviendrait de prendre en compte l'émission secondaire des parois et l'avalanche électronique. Dans ce cas le courant ionique est non conservatif. L'épaisseur de zone cathodique est donnée par la loi suivante :

$$l_g = \frac{1}{\alpha} \ln \left( \frac{1 + \gamma}{\gamma} \right) \quad (I.7)$$

où

$\alpha$  : Coefficient d'ionisation des molécules par impact électronique.

$\gamma$  : Coefficient d'émission secondaire sous l'impact d'ions

Pour un gaz donné et des caractéristiques fixées des électrons du plasma, la valeur de la pression  $P_s$  permet de déterminer le modèle de la gaine approprié. Dans le cas de l'argon, et

en prenant comme paramètre le courant ionique d'entrée de la gaine et la chute de tension totale, W. B. Pennebaker [17] a tracé les courbes donnant l'épaisseur de la gaine  $l_g$  en fonction de la pression, pour les trois modèles cités ci-dessus (Figure I.8).

#### **IV- Les différents couplages électriques :**

Il existe deux méthodes de couplage par un champ électromagnétique radiofréquence au plasma ; le couplage capacitif et le couplage selfique (inductif) Figure I.9.

##### **IV- 1 Le couplage capacitif :**

Dans cette méthode, le champ électrique alternatif perpendiculaire aux électrodes fournit l'énergie aux électrons de la décharge. On peut distinguer deux cas du couplage capacitif : le couplage capacitif à électrodes internes pour lequel les électrodes sont en contact direct avec le plasma (Figure I.9.a) ou bien, le couplage capacitif à électrodes externes pour lequel les deux électrodes sont séparées du plasma par un diélectrique (Figure I.9.b).

##### **IV- 2 Le couplage inductif ou selfique :**

Cette fois-ci le réacteur tubulaire, généralement en verre, est entouré d'une bobine et l'énergie fournie aux électrodes provient d'une part, du champ azimuthal  $E_\theta$  créé par la variation alternative du courant dans la bobine et, d'autre part par le champ électrique  $E_z$  dû à la différence de potentiel, généralement élevée, appliquée entre les spires de la bobine (figure I.9.c).

La relation entre les deux champs est déterminée par les équations de Maxwell :

$$\frac{E_z}{E_\theta} = \frac{2\pi R^2 N}{rL}$$

où

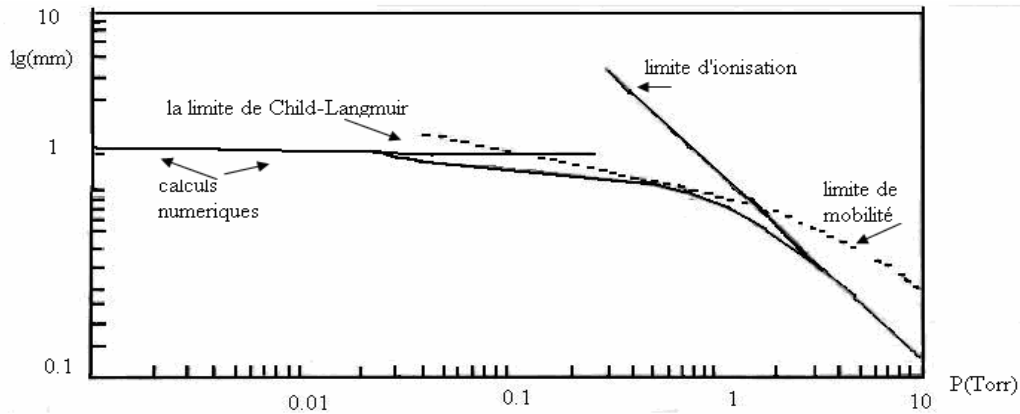
R : Rayon de la bobine.

N : Nombre de spires

r : Distance de l'axe.

L : Longueur de la bobine

Contaxes et Hatch [22] ont établi que ce couplage pouvait être équivalent à un couplage capacitif si  $E_\theta$  est négligeable devant  $E_z$ .



**Figure 1.8** Les différents régimes de fonctionnement d'une gaine (Pannebaker 1979) [17]

## V. Énergie de bombardement des ions :

Sous l'action d'un champ électrique qui est dû à la différence de potentiel entre le plasma et l'électrode excitatrice, les ions sont accélérés vers l'électrode et bombardent la surface de l'électrode avec une énergie proportionnelle au champ électrique. L'énergie des ions bombardant une surface dans une décharge RF dépend de la fréquence du signal appliqué, de la pression de travail et de la masse des ions mis en jeu. Nous allons voir dans ce qui suit comment ces différents paramètres agissent sur l'énergie des ions.

### V.1- Effet de la pression :

Dans la figure I.10 [19] est représentée la fonction de distribution en énergie des ions bombardant l'électrode à la masse, d'une décharge d'argon excité en RF 13.56MHz pour 5 mTorr et 100 mTorr. On remarque que la distribution est presque mono-énergétique pour la première pression, s'élargit ensuite pour la deuxième (100 mTorr), à cause de l'augmentation des collisions dans les gaines. Cette augmentation des collisions est due à la diminution du libre parcours moyen des ions.

### V.2- Effet de la fréquence excitatrice :

On identifie dans un plasma deux fréquences d'oscillations caractéristiques des ions et des électrons. La fréquence plasma électronique pour les électrons ( $f_{pe}$ ) et la fréquence plasma

ionique pour les ions ( $f_{pi}$ ). Ces deux fréquences sont données par les expressions (1.8) et (1.9).

$$f_{pe} = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{n_e q^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (I.8)$$

où

$n_e$  et  $m_e$  sont respectivement la densité électronique et la masse de l'électron

$$f_{pi} = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{n_i q^2}{m_i \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (I.9)$$

où

$n_i$  et  $m_i$  sont respectivement la densité ionique et la masse d'un ion

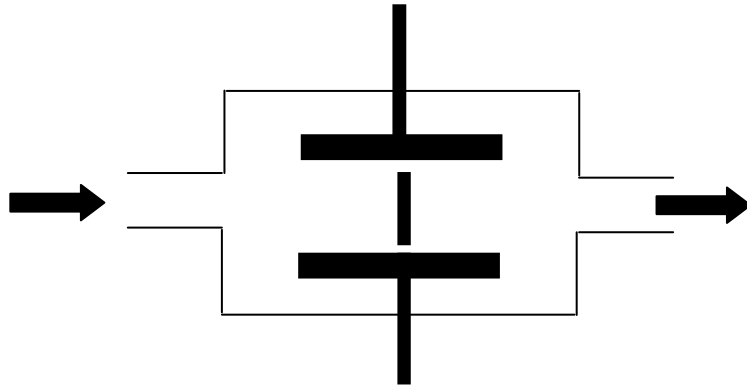
Dans la décharge RF, il est très important de connaître les différentes fréquences caractéristiques afin de pouvoir les situer par rapport à la fréquence excitatrice  $f_{RF}$ . En effet, plus la fréquence  $f_{RF}$  est faible vis-à-vis de  $f_{pi}$ , plus l'ion répond aux oscillations du champ électrique.

On définit la fréquence inférieure et supérieure de transit des ions respectivement par les expressions suivantes :

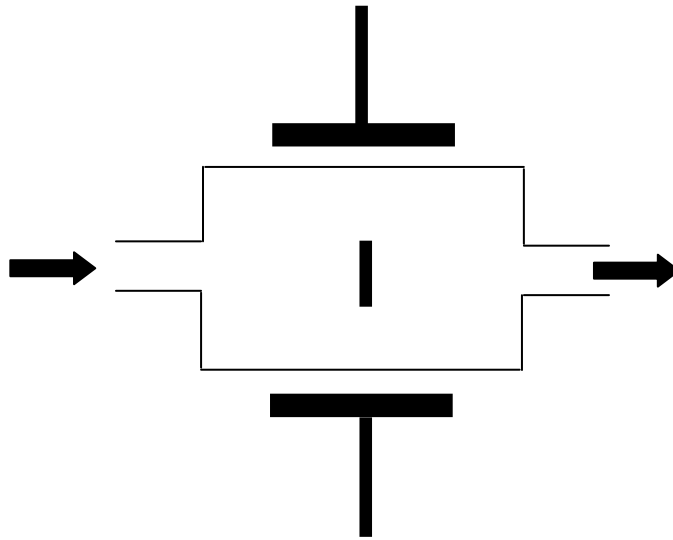
$$F_i = 0.05 f_{pi} = \left( \frac{1}{20\tau_i} \right) \quad (I.10)$$

$$F_s = 0.5 f_{pi} = \left( \frac{1}{2\tau_i} \right) \quad (I.11)$$

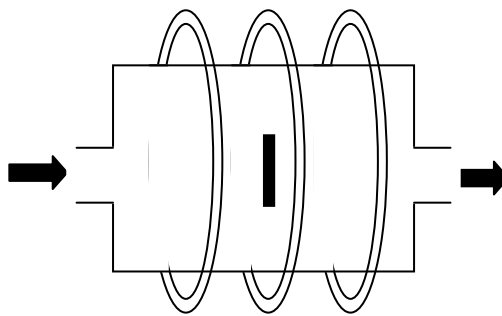
$\tau_i$  est le temps nécessaire à l'ion pour traverser la gaine.



a) Couplage capacitif à électrodes internes

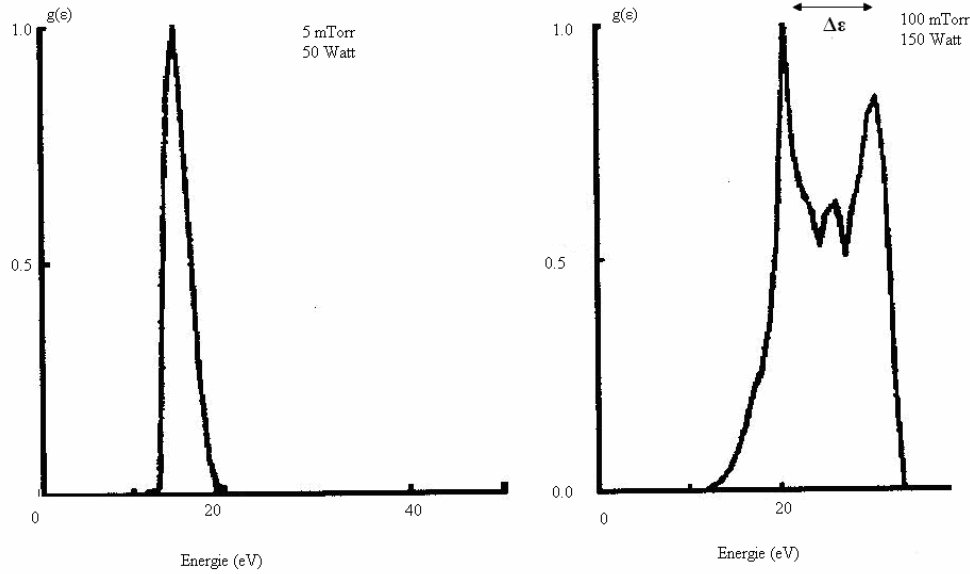


b) Couplage capacitif à électrodes externes



c) Couplage selfique ou inductif

**Figure I.9** : Les différents couplages électriques.



**Figure 1.10 :** Distribution en énergie  $g(\epsilon)$  des ions positifs bombardant l'électrode à la masse dans une décharge diode RF dans l'argon pour deux couple (pression, puissance) (d'après Briaud 1986) [19].

On distingue trois domaines de fréquences [18]:

*Fréquences inférieures à  $F_i$  :*

Pour des fréquences inférieures à  $F_i$ , les ions répondent totalement au potentiel  $V_g(t)$  créés aux bornes de la gaine.

*Fréquences supérieures à  $F_s$  :*  $f_{pi} < f_{RF} < f_{pe}$ .

Dans ce cas, on a  $\tau_e < T < \tau_i$ , les ions sont alors insensibles au champ RF, par contre, les électrons répondent de manière instantanée aux oscillations du champ.

La figure I.11 [20] montre la fonction distribution ionique sur l'électrode à la masse pour deux fréquences de signal (100KHz et 13.56MHz) dans une décharge d'argon à basse pression (50mTorr). On remarque bien que la population des ions de faible énergie dans le cas des basses fréquences est plus importante que celle de haute énergie ; par contre, dans le deuxième cas, la population est monoénergétique à cause de l'épaisseur de la gaine qui diminue et elle ne devient plus collisionnelle, contrairement au premier cas.

*Fréquences intermédiaires :*

Si la fréquence excitatrice est telle que  $f_i < f_{RF} < f_s$ , les ions traversent la gaine en un temps inférieur à la demi période, mais la réponse n'est pas considérée comme instantanée. Ce régime correspond à la gamme  $89 \text{ kHz} < f_{RF} < 890 \text{ kHz}$

### **V.3- Effet de la masse des ions :**

Comme le montre l'expression (1.19), la fréquence plasma ionique dépend de la masse de l'ion qui va pouvoir suivre les variations du signal ou simplement répondre à sa valeur moyenne. Par exemple, dans une décharge à 13.56 MHz pour le mélange de gaz (Ar - H<sub>2</sub>) et de densité d'ions  $n_i = 5.10^9 \text{ cm}^{-3}$  pour laquelle l'ion dominant est l'argon [34], les fréquences plasma de l'argon et de hydrogène sont respectivement  $f_{pi} = 2.35 \text{ MHz}$  et  $f_{pi} = 14.9 \text{ MHz}$ . La figure I.12 [24] représente la distribution en énergie  $g(E)$  des ions arrivant à l'électrode à la masse dans une décharge RF de l'argon. Selon la masse de l'ion considéré, on observe un élargissement du spectre d'énergie. Ce dernier est autant plus large que la masse d'ion est faible.

### **VI- Potentiel d'autopolarisation :**

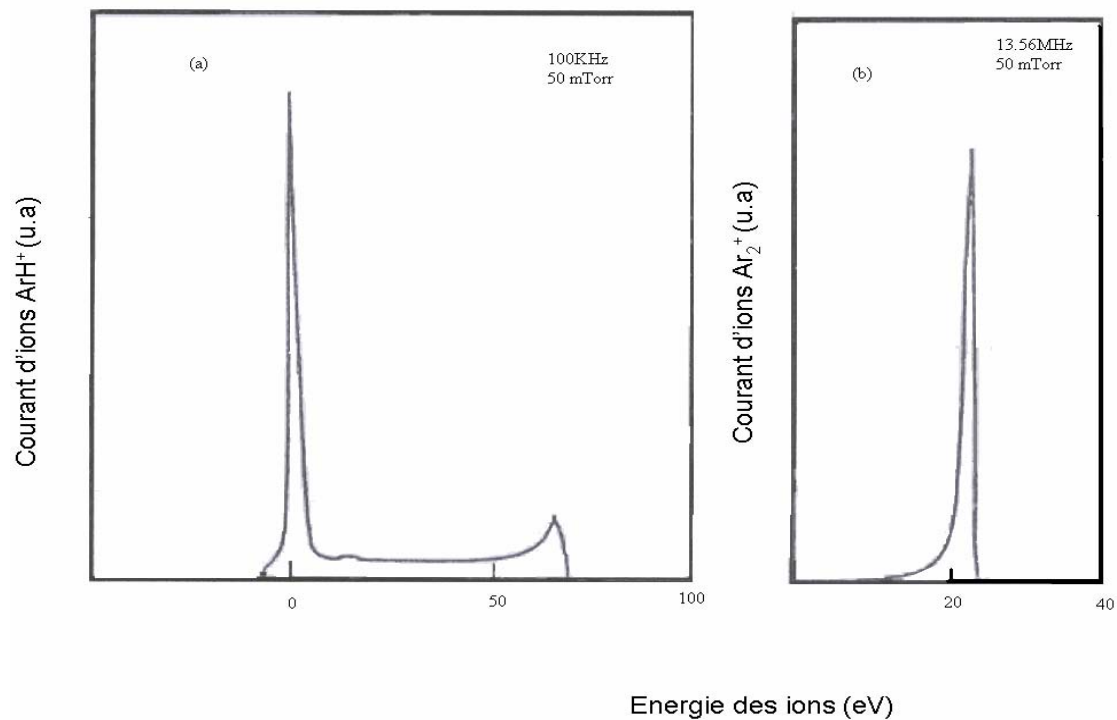
Afin d'assurer le fonctionnement optimal du générateur, un adaptateur d'impédance est intercalé afin de minimiser la puissance réfléchi (Figure I.13). Cet adaptateur est un circuit LC qui introduit une capacité de blocage sur l'électrode active. On parle donc de couplage capacitif. Ce type de couplage ne permet pas l'écoulement des charges électriques sur l'électrode RF et induit une tension d'autopolarisation négative qui est responsable du bombardement des ions sur l'électrode active. Leur énergie peut être élevée (5-500 eV). Il est donc nécessaire de connaître le potentiel plasma et la tension d'autopolarisation. La mesure de cette dernière est directe, par contre, la mesure de potentiel plasma est compliquée.

Lorsque on applique une tension RF à travers une capacité, un flux intense d'électrons arrive sur l'électrode lors de la première demi-période, puis lors de la seconde demi-période, un flux d'ions relativement faible est attiré puisque aucune charge ne peut s'écouler à travers la capacité. Le potentiel doit s'autopolariser négativement (Figure I.14) de manière à égaliser les charges négatives et positives pour qu'un courant total sur une période soit nul.

Le potentiel d'autopolarisation dépend de plusieurs paramètres tels que la puissance RF, la pression, la nature du gaz et la géométrie des réacteurs. Pour cela, Koenig et Maissel, en 1970



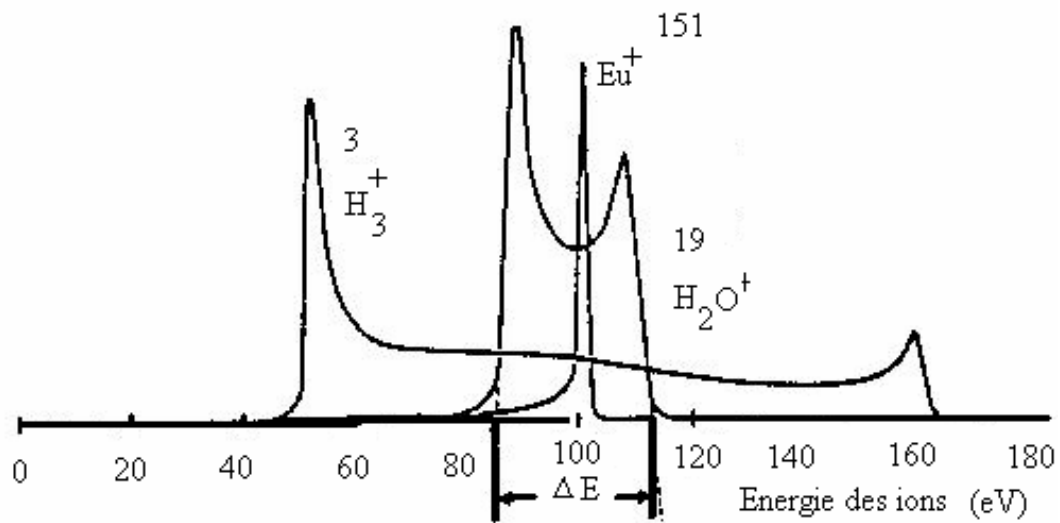
[21], introduisent un modèle permettant de représenter la décharge RF d'un point de vue électrique. Ce modèle nous a permis de déterminer comment varie la tension d'autopolarisation  $V_{DC}$  et les tensions moyennes  $V_1$  et  $V_2$  aux bornes des gaines en fonction de la géométrie des électrodes caractérisées par leurs aires  $A_1$  et  $A_2$ . Les indices 1 et 2 correspondent respectivement à la cathode et l'anode.



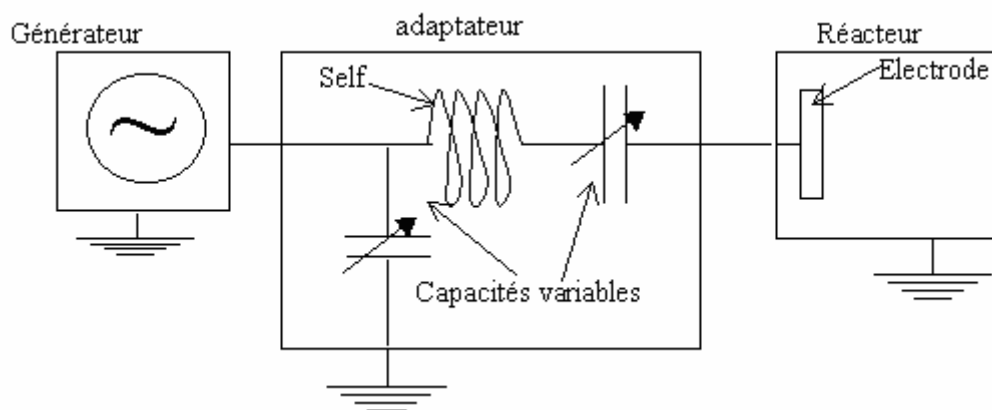
**Figure 1.11 :** Fonction de distribution en énergie des ions sur l'électrode à la masse d'une décharge RF à 100KHz et 13.56MHz pour une pression de l'argon de 50m Torr.

***La loi des aires :***

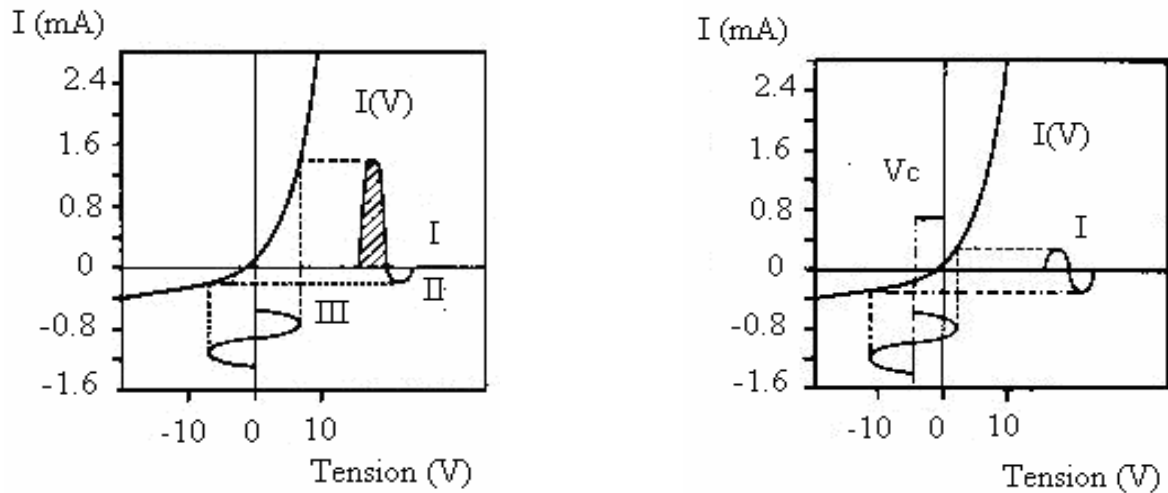
Un plasma de type diode RF vient toujours se mettre en contact avec les parois du réacteur, et pas uniquement avec l'électrode à la masse [31]. Le plasma ne se limite pas toujours à la zone lumineuse observée [32]. Ainsi, le rapport des aires des deux électrodes ( $A_1/A_2$ ) devient plus petit que 1, même si les électrodes ont des surfaces apparentes égales. En fait ce rapport est volontairement choisi très inférieur à 1, pour réaliser l'asymétrie qui est recherchée dans les systèmes de traitement de surface pour accélérer les ions vers le substrat [33].



**Figure I.12 :** Distribution en énergie  $g(E)$  des ions arrivant à l'électrode reliée masse dans une décharge HF dans l'argon selon la masse de l'ion considéré ( $P = 75\text{mTorr}$ ,  $W=100\text{Watt}$ ) [24].



**Figure I.13 :** Schéma d'un réacteur RF avec l'adaptateur.



**Figure I.14** : Formation d'une tension négative pulsée par l'électrode RF. [30]

La loi des aires est basée sur les hypothèses suivantes :

- Les gaines sont purement capacitives

$$C_g = \frac{\epsilon_0 A}{l_g} \quad (\text{I.12})$$

où

$$\frac{C_2}{C_1} = \frac{A_2 l_1}{A_1 l_2} \quad (\text{I.13})$$

Où  $C_1$ ,  $C_2$  sont respectivement la capacité représentative de la première et la deuxième gaine,  $A_1, A_2$  signifient respectivement l'aire de l'électrode relié à la masse et l'aire de l'électrode RF

- La tension  $V_{RF}$  se répartit entre deux gaines comme dans un diviseur capacitif

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{C_2}{C_1} = \frac{A_2 l_1}{A_1 l_2} \quad (\text{I.14})$$

- L'épaisseur de la gaine est régie par la loi de Child-Langmuir

$$l_g = \lambda_D \left( \frac{qV_g}{kT_e} \right)^{3/4} \quad (\text{I.15})$$

et

la longueur de debye  $\lambda_D$  donnée par :

$$\lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 kT_e}{q^2 n_e} \right)^{1/2} \quad (\text{I.16})$$

où

$T_e$  et  $k$  sont respectivement la température électronique et constante de Boltzmann

Ces hypothèses conduisent à la relation suivante :

$$\frac{\bar{V}_1}{\bar{V}_2} = \left( \frac{A_2}{A_1} \right)^4 \quad (\text{I.17})$$

En considérant que les gaines sont collisionnelles, c'est-à-dire que le courant d'ions  $y$  est limité par la mobilité. Avec les mêmes hypothèses que plus haut, on obtient :

✓ Pour une faible valeur du champ réduit ;

$$\frac{\bar{V}_1}{\bar{V}_2} = \left( \frac{A_2}{A_1} \right)^3 \quad (\text{I.18})$$

✓ Pour une grande valeur du champ réduit ;

$$\frac{\bar{V}_1}{\bar{V}_2} = \left( \frac{A_2}{A_1} \right)^{5/2} \quad (\text{I.19})$$

Deux ans après, Coburn et Kay [25] présentaient leur résultats qui ne coïncidaient pas avec celle de Koenig et Maissel. Ceci est principalement dû à la deuxième hypothèse, car lorsque  $A_1 < A_2$ , on a une inégalité des densités de courant et l'hypothèse la plus correcte est de considérer une égalité des courants ioniques [23]. De ce fait, les gaines et le plasma, placés en série, doivent être traversés par un même courant. Ceci implique l'égalité suivante :

$$J_{i1} A_1 = J_{i2} A_2 \quad (I.20)$$

Avec la mêmes démarche de Koenig et Maissel et cette hypothèse en plus, on obtient la loi des aires donnée par la relation suivante [3] ;

$$\frac{\bar{V}_1}{\bar{V}_2} = \left( \frac{A_2}{A_1} \right)^n \quad (I.21)$$

$n = 2$  pour des gaines non collisionnelles.

$n = 1.5$  pour des gaines collisionnelles non ionisantes.

## **VII- Modélisation des paramètres électriques de la décharge :**

### **VII.1 - Le modèle électrique équivalent de la décharge RF :**

Koenig et Maissel sont parmi les premiers qui ont proposé un circuit électrique équivalent d'une décharge RF. Neuf ans après, Keller et Pannebaker [25], et Logan [26] ont déterminé un circuit électrique équivalent plus sophistiqué, pour les décharges excitées en RF en basses et en hautes fréquences. Ils considèrent la gaine comme étant représentée par une capacité en parallèle avec une résistance qui représenterait la dissipation de l'énergie par un courant de conduction. Dans ce même circuit, le plasma est modélisé par une résistance  $R_p$  représentant le transport des électrons.

Le modèle électrique qui représente chaque zone de la décharge, soit une capacité ou une résistance, est une simplification selon que la fréquence excitatrice est élevée ou basse (la figure I.15). L'explication physique de cette représentation simplifiée est obtenue par

l'introduction des densités de courant. En effet, pour chaque zone de la décharge, la densité de courant s'écrit comme étant la somme de deux contributions :

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_c + \mathbf{J}_d \quad (\text{I.22})$$

où  $J_c$  et  $J_d$  sont respectivement la densité de courant de conduction et celle de déplacement dans la gaine.

Dans le cas des gaines collisionnelles non ionisantes, la densité de courant s'écrit comme suit :

$$\mathbf{J} = \left[ (\sigma_i + \sigma_e) + i\omega_{RF}\epsilon_0 \right] \mathbf{E} \quad (\text{I.23})$$

où

$\sigma_i$  et  $\sigma_e$  sont respectivement les conductivité ionique et électrique

$\omega_{RF}$  est la fréquence angulaire de la tension d'excitation

$$\sigma_i = \left( \frac{n_i q^2}{m_i \nu_{io}} \right) \quad (\text{I.24})$$

et

$$\sigma_e = \left( \frac{n_e q^2}{m_e \nu_{eo}} \right) \quad (\text{I.25})$$

ou

$\nu_{eo}$  et  $\nu_{io}$  sont respectivement la fréquence de collision électron-neutre et ion-neutre

L'admittance d'une telle zone peut s'écrire comme suit:

$$Y = \frac{1}{R_g} + iC_g \omega_{RF} \quad (\text{I.26})$$

Avec  $R_g$  est la résistance représentative de la gaine,  $C_g$  est la capacité représentative de la gaine et  $\omega_{RF}$  est la fréquence angulaire de la tension excitatrice

Chaque zone de la décharge aura donc pour schéma électrique équivalent un condensateur et une résistance en parallèle [28].

Le rapport des densités de courant s'écrira :

$$\left( \frac{J_d}{J_c} \right) = R_g C_g \omega_{RF} \quad (I.27)$$

Dans la gaine, on a  $n_i \gg n_e$ , où on considère que le rapport des densités de courant ionique s'écrit alors :

$$\left( \frac{J_d}{J_c} \right) = \frac{\omega_{RF} \epsilon_0}{\sigma_i} = \frac{\omega_{RF} V_{io}}{\omega_{pi}^2} \quad (I.28)$$

et la pulsation plasma ionique est donnée par la relation :

$$\omega_{pi} = \left( \frac{n_i q^2}{m_i \epsilon_0} \right)^{1/2}$$

Deux cas peuvent se présenter :

- $\omega_{RF} \gg \frac{\omega_{pi}^2}{V_{io}}$ , donc  $J_d \gg J_c$  et  $C_g R_g \omega_{RF} \gg 1$

Ce cas correspond à des fréquences de l'ordre du MHz. Il convient alors de considérer la gaine comme capacitive puisque c'est le courant de déplacement qui domine (Figure I.15.a).

- $\omega_{RF} \ll \frac{\omega_{pi}^2}{V_{io}}$ , donc  $J_d \ll J_c$  et  $C_g R_g \omega_{RF} \ll 1$

Ce cas correspond à des fréquences excitatrices inférieures au MHz. La gaine est considérée comme résistive (Figure 1.15.b).

La gaine est toujours représentée par deux éléments en parallèle [20,28]. Le plasma est toujours résistif pour des fréquences en dessous de 77MHz [21].

## VII.2 - Modèle de Y. Catherine :

Ce modèle semi-empirique de Y. Catherine nous donne le potentiel d'autopolarisation en fonction de la pression et de la puissance [29].

$$V_{DC} \propto \left( \frac{A_p \sigma_e}{A_{S1} \omega \epsilon_0 l_p^{1/2}} \right) \left( \frac{W}{P_S} \right)^{1/2} \quad (1.29)$$

où  $W$  est la puissance injectée ,  $P_S$  est la pression du gaz .

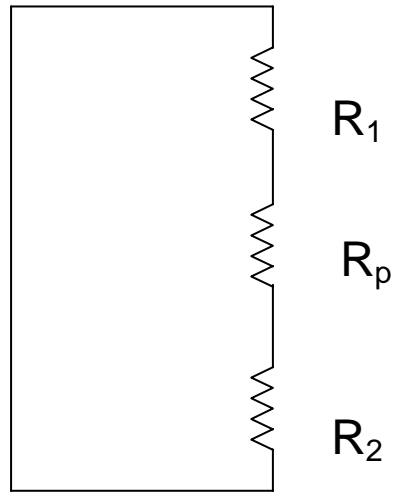
$A_p$ ,  $A_{S1}$  signifient respectivement la section de la surface du plasma et celle de la gaine d'électrode RF.

$l_p$  est la longueur du plasma et  $\omega$  est la pulsation

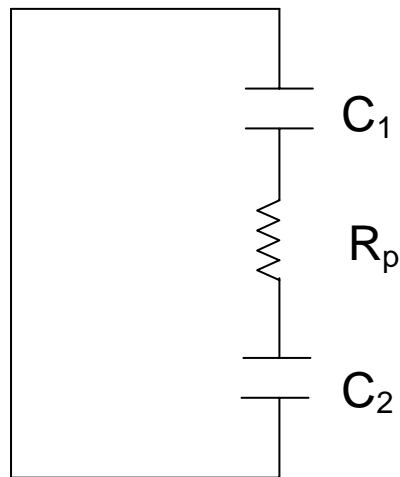
Ce modèle est basé sur un schéma électrique équivalent de la décharge et sur l'hypothèse de C. B. Zarowin [23] de l'égalité de courants au niveau des deux gaines anodique et cathodique. Pour cela, il a représenté les gaines par des capacités et le plasma par une résistance. L'auteur a vérifié la relation (1.29) expérimentalement dans le cas d'une décharge RF (13.56MHz) pour différents gaz.

La relation (1.29) nous montre, d'une manière explicite, la dépendance de  $V_{DC}$  avec la puissance injecté et la pression de gaz. La racine carré de cette dernière est inversement proportionnelle au  $V_{DC}$ , par contre, ce potentiel est proportionnel à la racine carrée de la puissance injecté.





**a** : basses fréquences.



**b** :hautes fréquences.

**Figure I.14** : Schéma électrique équivalent simplifié pour des décharges RF.

# *Chapitre II*

## *Dispositif expérimental*

## **I - Introduction :**

Notre travail a pour objectif la caractérisation électrique d'un réacteur utilisé en mode graveur ionique réactif. Une caractérisation spectroscopique a complété les résultats obtenus. Nous décrirons dans ce chapitre le dispositif expérimental et les appareillages qui nous ont permis de mesurer les paramètres électriques (le potentiel d'autopolarisation et le courant ionique de saturation), ainsi que les techniques de diagnostic utilisées.

## **II - Dispositif expérimental :**

Le dispositif expérimental, représenté sur la figure II-1, est composé d'une chambre cylindrique en acier inoxydable de 180mm de diamètre et 300mm de hauteur. Cette chambre est munie d'un hublot en quartz à travers lequel se font les mesures spectroscopiques de la décharge. La décharge est créée grâce à deux électrodes circulaires de 150mm de diamètre ; l'électrode inférieure, sur laquelle sera déposé le substrat (électrode porte-substrat), est protégée par un cache relié à la masse et ne laissant que sa partie supérieure en contact du plasma. L'électrode est refroidie par circulation d'eau. La distance interélectrode est fixée à 50mm. La puissance est injectée à l'électrode supérieure par un générateur RF (13.56 MHz) via un adaptateur d'impédance. La chambre cylindrique est considérée comme une électrode reliée à la masse.

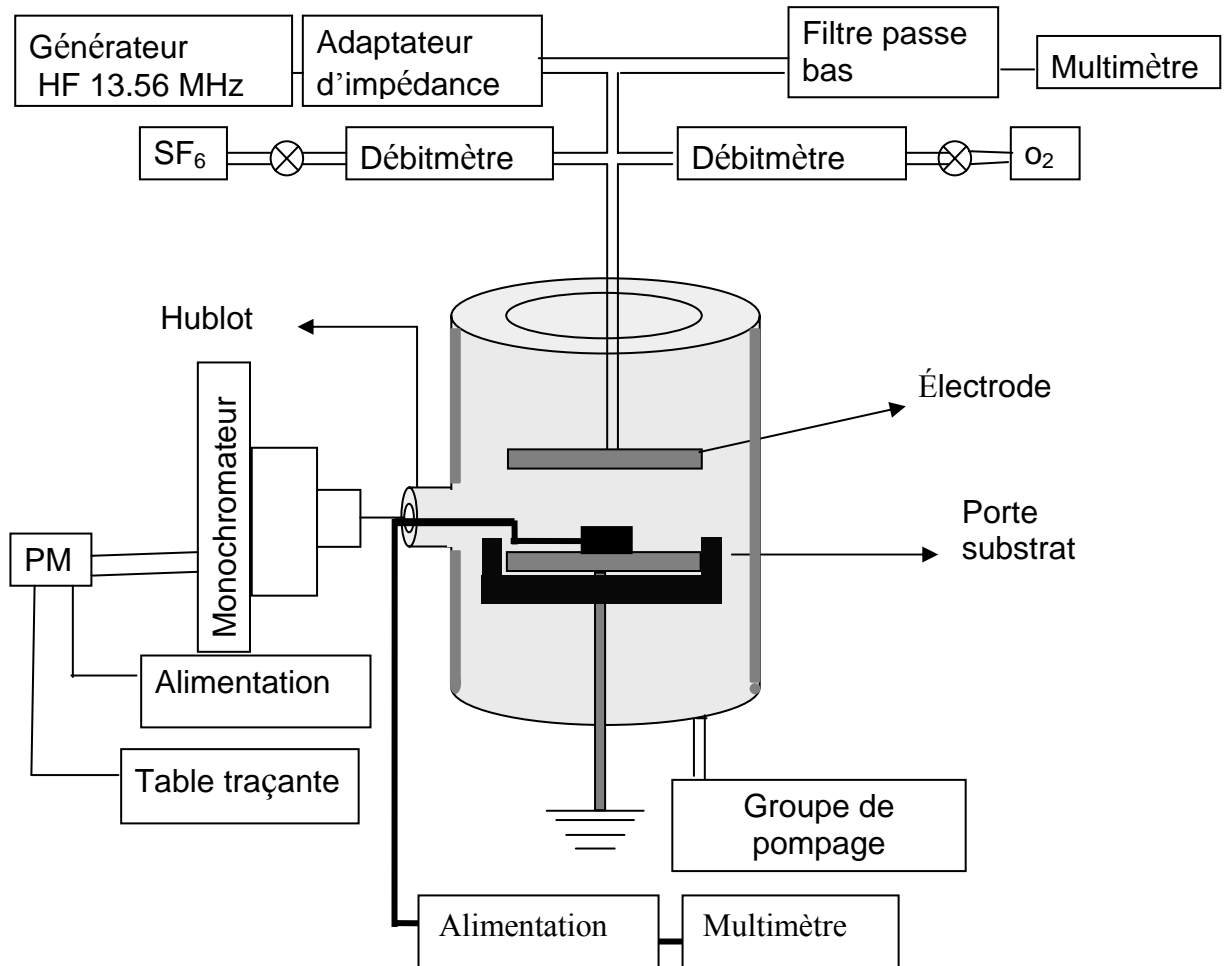
L'introduction de gaz se fait à travers l'électrode supérieure en forme d'arrosoir. Deux débitmètres massiques contrôlent le débit des gaz, un pour l'oxygène (0-5sccm) et l'autre pour l'hexafluorure de soufre (SF<sub>6</sub>) de 0 à 50sccm. L'enceinte est raccordée à un groupe de pompage destiné à évacuer l'air jusqu'à un vide de l'ordre de 10<sup>-5</sup> Torr. Ce groupe de pompage est composé d'une pompe primaire qui nous permet d'atteindre un vide primaire de l'ordre de 10<sup>-3</sup> Torr et d'une pompe secondaire turbo moléculaire qui nous permet d'atteindre un vide secondaire de l'ordre 10<sup>-5</sup> Torr. Ces deux pompes sont mises en série au moyen d'une vanne pneumatique. La pression est ainsi contrôlée manuellement à l'aide d'une vanne d'étranglement. La mesure de la pression est réalisée par un manomètre à Baratron « Vacuum » qui donne une valeur indépendante de la nature du gaz.

Nous travaillons dans les conditions expérimentales de puissance de 50 à 300 Watt, et de pression de 100 à 750 mTorr. Le pourcentage d'oxygène dans le mélange varie de 0 à 15%.

Les mesures électriques ont été faites pour le courant par une sonde circulaire de diamètre 25mm alimentée par un générateur de tension (0 à 200 Volt) recueillies par un multimètre (Figure II.1), et pour la tension via un filtre passe-bas (LC) (Figure II.2).

Pour les mesures spectroscopiques, nous avons utilisé un monochromateur de type « Jobin-Yvon THR 1000 » de 1m de focale, équipé d'un réseau 1200 traits/mm, et muni de deux fentes réglables de 0 à 3 mm en largeur et de 0 à 20 mm en hauteur.

Un photomultiplicateur de type « Hamamatsu R928 », placé sur la fente de sortie du monochromateur, permet la conversion du signal optique en un signal électrique. La tension de polarisation du photomultiplicateur (-1000V) est assurée par un générateur de haute tension de type « KEITHLEY Instrument (0 - 3100V).



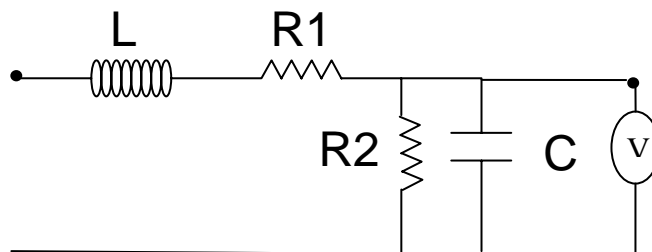
**Figure II.1 :** Dispositif expérimental.

### III - Les mesures électriques :

Dans la caractérisation électrique des réacteurs plasma, il y a deux paramètres importants à mesurer ; le potentiel d'autopolarisation ( $V_{DC}$ ) et le courant ionique de saturation ( $I_s$ ). Ces deux paramètres nous renseignent sur les ions bombardant le substrat : ( $V_{DC}$ ) pour leur énergie et ( $I_s$ ) pour leur densité.

#### III -1 Le potentiel d'autopolarisation

Dans le chapitre précédent nous avons défini le potentiel d'autopolarisation. Le fonctionnement d'une décharge diode capacitive est dominé par la création d'une tension d'autopolarisation continue et négative au niveau de l'électrode RF ( $V_{DC}$ ). Les valeurs de ces potentiels ont été mesurées grâce un filtre passe-bas (Figure II.2) branché en série avec un voltmètre afin de ne tenir compte que de la partie continue de la tension appliquée à l'électrode (figure II.1).



**Figure II.2 :** Filtre de type passe-bas (LC) avec un voltmètre utilisé dans les mesures de  $V_{DC}$

#### III-2. Le courant ionique de saturation :

Pour mesurer le courant ionique de saturation, nous polarisons une sonde de forme circulaire de 25 mm de diamètre, par une tension continue et négative. Nous faisons varier la tension de 0 à 180 volt. Nous pouvons ainsi recueillir le courant ionique atteignant la surface de la sonde. Avec l'augmentation de la tension de polarisation, nous arrivons à la saturation du courant ionique.

#### **IV. La spectroscopie optique d'émission :**

La spectroscopie optique d'émission est une des techniques les plus couramment utilisées pour le diagnostic du plasma car elle est non perturbatrice et relativement facile à mettre en œuvre [37,38]. Elle est constituée d'un ensemble permettant le transport du signal lumineux du plasma vers le spectromètre (fibre optique), d'un monochromateur, d'un photomultiplicateur et d'une table traçante.

Elle nous permet ainsi de faire un recensement qualitatif des espèces présentes dans la décharge et de suivre certaines espèces dominantes dans le procédé ciblé, en suivant des raies caractéristiques de ces espèces.

##### **IV-1. Système du transport du signal lumineux :**

Le rayonnement du plasma est transmis à l'extérieur par l'intermédiaire d'un hublot composé d'une lame en quartz d'épaisseur 7 mm et de 50 mm de diamètre qui permet une transmission de plus de 90 % dans le domaine du visible.

Le transport du signal lumineux, du hublot vers la fente d'entrée du spectromètre est assuré par une fibre optique d'une longueur de 1 m et de 3 mm de diamètre. Un système de fixation assure le positionnement de la fibre optique face au hublot ainsi que le déplacement vertical de celle-ci afin de détecter un signal maximal.

##### **IV-2. Le monochromateur :**

Le monochromateur utilisé est un spectromètre « Jobin-Yvon THR 1000 » de longueur focale de 1000 mm équipé d'un réseau de 1200 traits/mm. Il comporte deux fentes, d'entrée et de sortie, F1 et F2 de largeur réglable de 0 à 8 mm et 2 cm de hauteur, et deux miroirs concaves qui assurent la réflexion de la lumière. Le monochromateur est aussi constitué d'un réseau qui est l'élément dispersif du système. Ainsi l'orientation de réseau sélectionne la gamme de longueurs d'onde  $\lambda$  transmise suivant la formule [37].

$$\sin \alpha + \sin \beta = K \cdot n \cdot \lambda \quad \text{II.1}$$

$\alpha$  et  $\beta$  Sont respectivement l'angle incidente et l'angle reflétée.

K est l'ordre de dispersion.

### IV-3. Le détecteur :

A la sortie de la fente F2, les radiations éclairent un photomultiplicateur « (PM) Hamamatsu R928 » qui délivre un signal électrique proportionnel au flux lumineux qu'il reçoit. Il est relié à une table traçante de type « Servotrace ». Ce PM est constitué d'une fenêtre en verre, d'une cathode photoémissive en métaux alcalins (Na, K, Sb, Cs) et d'un multiplicateur d'électrons secondaire à dinodes. Sa réponse spectrale s'étendant de 160 à 930 nm.

### V. Cinétique de la décharge de SF<sub>6</sub> et spectroscopie d'émission :

La spectroscopie d'émission est une technique très utilisée dans le diagnostic des plasmas pour la compréhension du rôle joué par les espèces stables et instables qui sont créées dans une décharge électrique. Cette technique offre l'avantage de ne pas être en contact physique avec le plasma et par conséquent ne le perturbe pas.

Le principe de détection des espèces atomiques et moléculaires repose sur la désexcitation radiative par émission d'un photon d'énergie  $h\nu_{ij} = E_j - E_i$ , des neutres excités dans le plasma. Cet état radiatif est caractérisé par sa probabilité «  $A_{ij}$  » d'émission spontanée (coefficient d'Einstein  $\approx 10^8 \text{ s}^{-1}$ ). Il est très faiblement peuplé et possède une courte durée de vie (1 à 100 ns) [37].

L'intensité d'une raie spectrale est définie par un signal «  $I_m$  » que l'on peut exprimer de la façon suivante [37] :

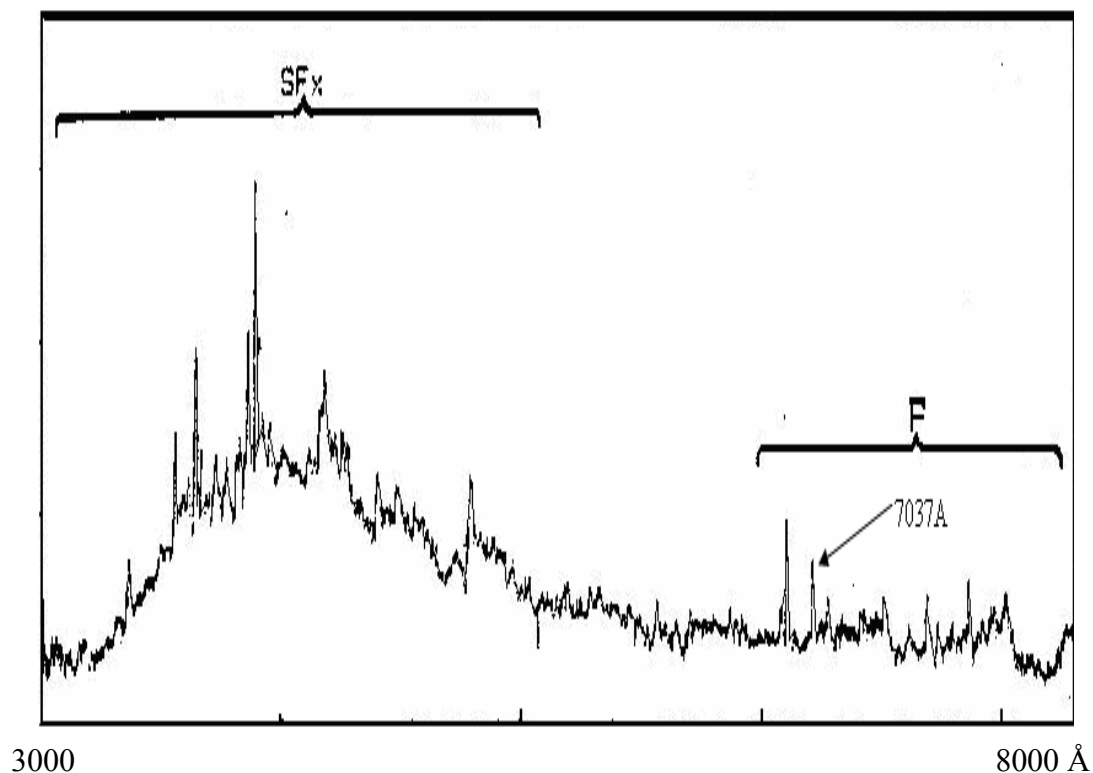
$$I_m = C_\lambda N_m A_{ij} h\nu \quad \text{II-2}$$

Où  $C_\lambda$  est la réponse du système de mesure à un flux de photons de longueur d'onde  $\lambda$  par seconde,  $N_m$  est la densité de l'espèce émettrice et  $h\nu$  l'énergie de photon.

La décharge de SF<sub>6</sub> est complexe. On peut y trouver des espèces très variées : ions positifs et négatifs, radicaux, neutres et électrons.

On peut distinguer deux zones de pics sur un spectre d'émission d'une décharge de SF<sub>6</sub>; la première est comprise entre 3000 Å et 6000 Å, correspond aux radicaux SF<sub>x</sub>, et une deuxième comprise entre 6000 Å et 7500 Å correspondant au fluor atomique (Figure II.3).





**Figure II.3 :** Spectres d'émission d'une décharge SF<sub>6</sub> entre 3000 et 8000 Å et à W=120Watt et P=150mTorr.

## VI- Les espèces réactives dans un plasma de SF<sub>6</sub> :

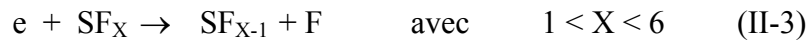
La connaissance des différents processus donnant naissance aux espèces réactives dans une décharge de SF<sub>6</sub> est indispensable pour la caractérisation complète d'une décharge et la compréhension de sa cinétique.

Il a été montré, dans des travaux expérimentaux, que le gaz SF<sub>6</sub> à l'état non radiatif se trouve inerte par rapport au silicium. Les espèces réactives sont produites par la dissociation de la molécule de SF<sub>6</sub>. Parmi ces espèces, le fluor atomique réagit efficacement et spontanément avec le silicium [38, 39, 40].

Les voies de réaction qui sont responsables de la production de l'espèce réactive (fluor) sont la dissociation, l'ionisation dissociative et l'attachement dissociatif [41, 42].

### VI-1. Dissociation :

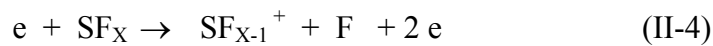
Elle se fait par impact électronique direct



Le F, le SF<sub>5</sub> et le SF<sub>4</sub> sont les produits les plus stables et les plus dominants [45].

### VI-2. L'ionisation dissociative :

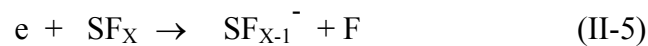
Elle est à l'origine des ions positifs de la décharge de SF<sub>6</sub> :



Les ions SF<sub>5</sub><sup>+</sup> et SF<sub>3</sub><sup>+</sup> sont les ions positifs les plus dominants [44].

### VI-3. Attachement dissociatif :

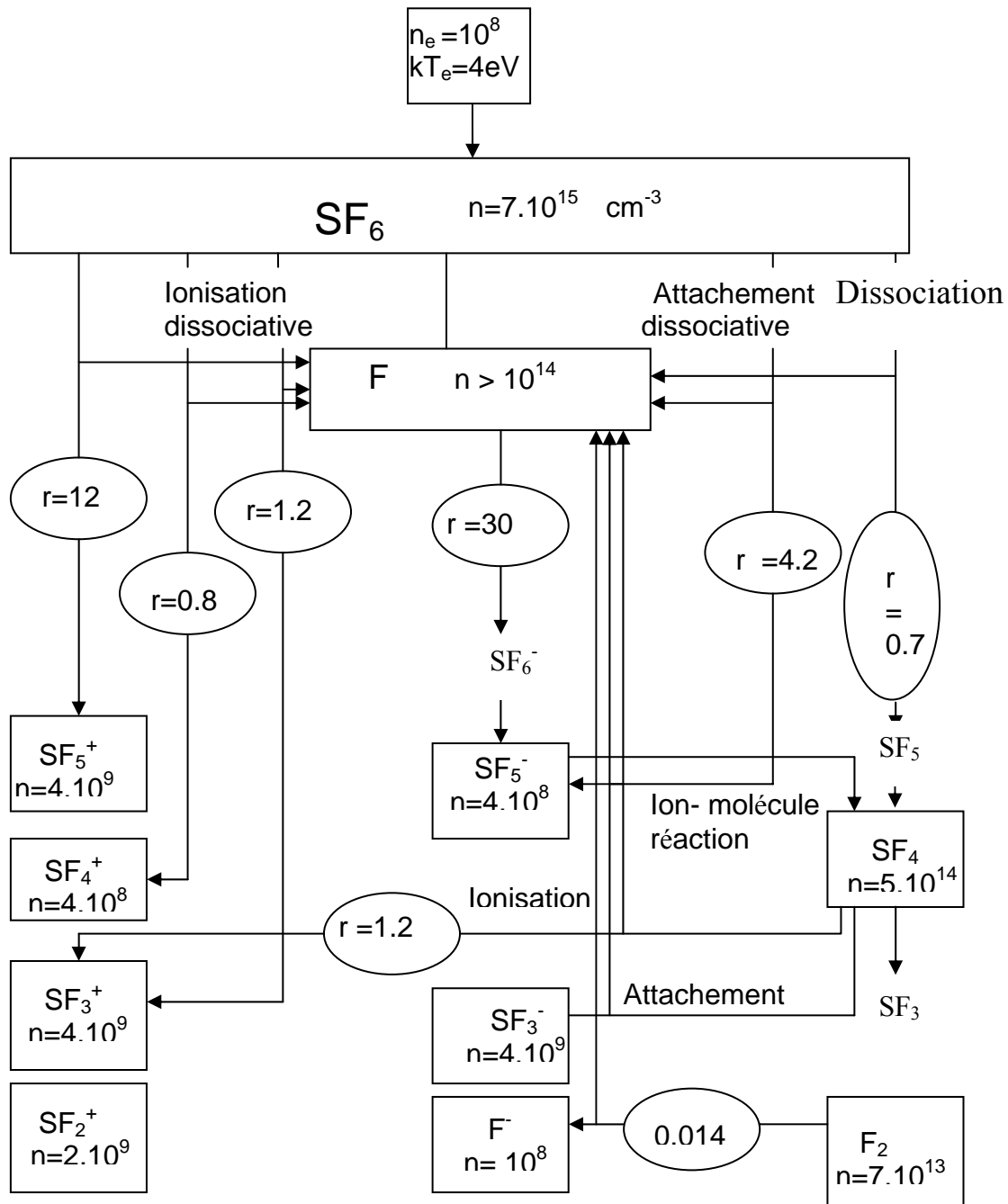
Il est l'origine des ions négatifs :



Le SF<sub>3</sub><sup>-</sup> et le SF<sub>5</sub><sup>-</sup> sont les ions négatifs les plus dominants.

Il existe d'autres réactions qui peuvent donner l'espèce réactive atomique F comme les réactions ion-molécule ou ion-ion.

L'organigramme de la figure II.4 présente les voies de réactions donnant une génération d'espèces réactives.



**Figure II.4** : Processus élémentaires pour la génération du fluor atomique dans une décharge de  $\text{SF}_6$  (200 mTorr, 50 watt),  $r \times 10^{-13}$  représente le taux de production. [43].

# *Chapitre III*

## *Résultats expérimentaux*

## **I- Introduction :**

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats expérimentaux de la caractérisation de la décharge en mélange ( $\text{SF}_6\text{-O}_2$ ), excitée en RF (13.56 MHz) à basse pression ( $<1$  Torr) créée dans un réacteur diode symétrique à cathode plane.

Nous présentons nos résultats expérimentaux en fonctions des paramètres de la décharge que sont la puissance (50-300 W), la pression (100-900 mTorr) et le pourcentage d'oxygène (0-14%) dans le mélange, concernant les paramètres électriques :

- ✓ La tension d'autopolarisation :  $V_{DC}$
- ✓ Le courant ionique de saturation :  $I_S$

Les résultats sont alors comparés avec les résultats de la littérature, puis avec les modèles de Y. Catherine [29] (Cf chapitre I -page 31) et de C. Riccardi [41,46].

Enfin, des mesures spectroscopiques que nous exposons à la fin de ce chapitre, ont été faites pour compléter cette caractérisation.

## **II- Etude des paramètres électriques de la décharge :**

Comme nous l'avons déjà mentionné, la connaissance des deux paramètres électriques objets de nos mesures, est indispensable pour bien comprendre le comportement électrique de la décharge.

### **II.1- Potentiel d'autopolarisation :**

Lorsque une décharge RF à couplage capacitif est établie entre deux électrodes dans un gaz à basse pression ( $P < 1$  Torr), nous observons que l'électrode s'autopolarise à une valeur  $V_{DC}$  généralement négative par rapport à la masse comme nous l'avons vu dans le chapitre I. Cette autopolarisation est due, en fait, au condensateur de bloquage placé en série entre le générateur et l'électrode, empêchant qu'un courant de conduction soit extrait du plasma. Le réacteur présente donc une dissymétrie qui est mise à profit pour un bombardement directionnel du substrat par des ions dont l'énergie  $W$  dépend, essentiellement, de cette tension d'autopolarisation. Elle peut atteindre quelques centaines d'électron-volt [20].

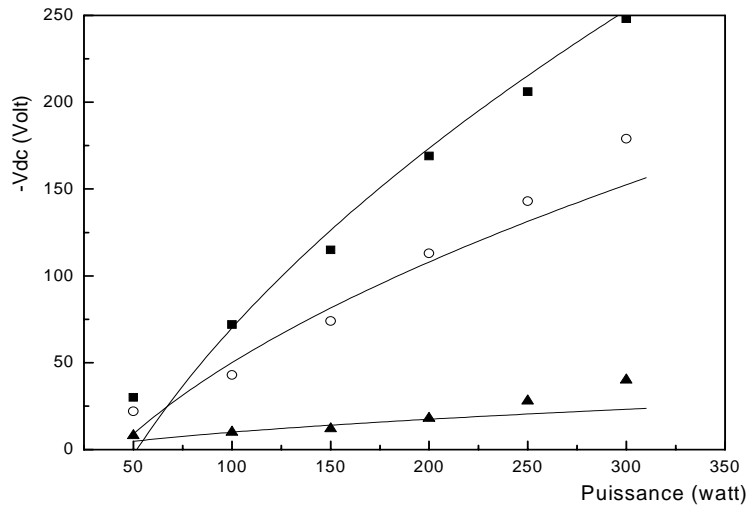
### ***II.1.1 Effet de la puissance sur le potentiel d'autopolarisation:***

Sur les figures III.1 et III.2 est représenté l'évolution du potentiel d'autopolarisation en fonction de la puissance pour différentes pressions et pour deux débits différents. Nous observons ainsi une augmentation de  $V_{DC}$  avec la puissance incidente. La croissance de  $V_{DC}$  s'explique physiquement par une augmentation de la densité électronique avec la puissance. Rappelons que  $V_{DC}$  représente l'énergie des électrons et ions de la décharge. Aussi, en augmentant la puissance incidente, nous augmentons l'énergie de ces espèces, en particulier les électrons. Ces résultats sont en bon accord avec les résultats de S. Djerourou [48] et de O. Kessi [49].

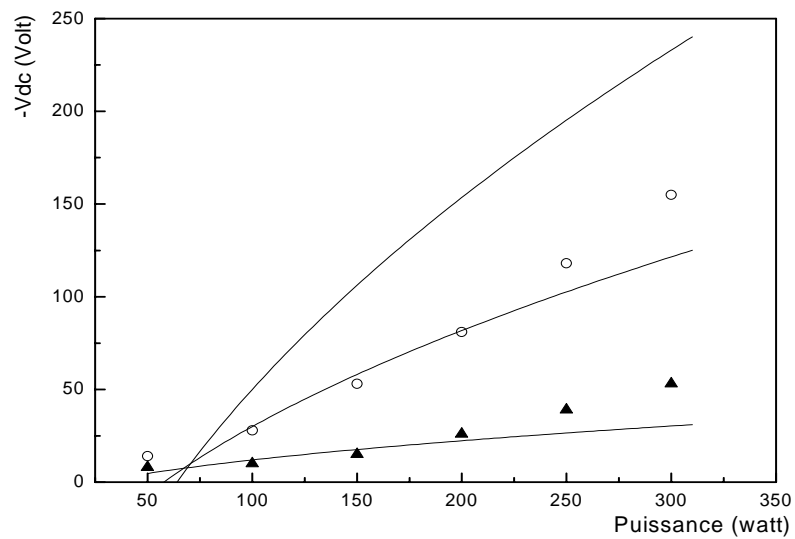
### ***II.1.2 Effet de la pression sur le potentiel d'autopolarisation:***

L'influence de la pression sur le potentiel d'autopolarisation est représentée sur les figures III.3 et III.4 pour deux débits différents (10 et 20 sccm) et différentes puissances. Nous observons sur les deux figures que le potentiel d'autopolarisation décroît rapidement aux faibles pressions jusqu'à environ 450 mTorr. Au delà,  $V_{DC}$  décroît lentement et semble, à forte pression, atteindre un plateau constant. La décroissance de  $V_{DC}$  avec la pression s'explique physiquement par la diminution du libre parcours moyen. Ceci induit plus de collisions dans la décharge, induisant des électrons moins énergétiques et par conséquent, une plus faible production de radicaux réactifs, diminuant ainsi, aux hautes pressions, la luminosité de la décharge, ce qui est observé même à l'œil nu. L'évolution de  $V_{DC}$  aux pressions supérieures à 450 mTorr, peut s'expliquer par une thermalisation rapide des électrons émis par l'électrode dans le plasma. Ces résultats sont en bon accord avec ceux de M. Ouchabane [47], S. Djerourou [48], O. Kessi [49] et G. Turban [3].

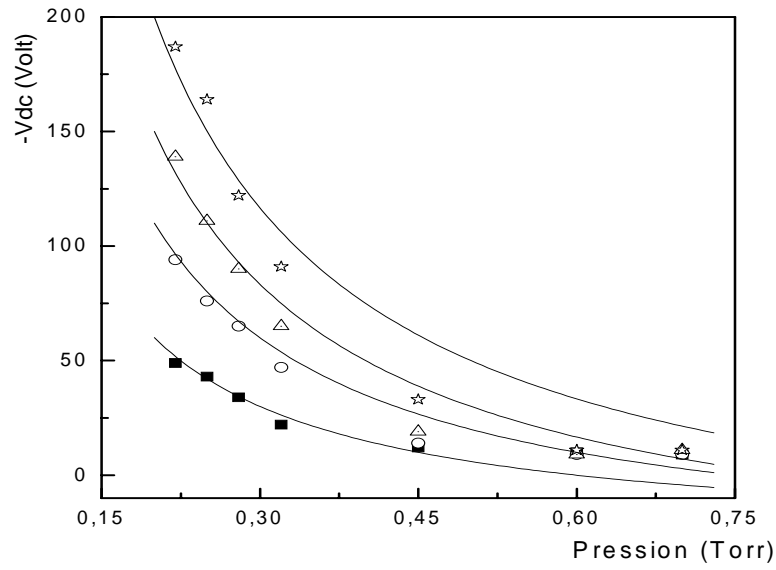
Deux modèles correspondant à la modélisation du potentiel d'autopolarisation en fonction de la pression et de la puissance, en l'occurrence celui de Y. Catherine [29], basé sur la modélisation électrique de la décharge (cf. chapitre I paragraphe VII.2) et celui de C. Riccardi [46,41], basé sur la nature de la cathode utilisé (géométrie et matériau) et l'allure de leur résultats sur le potentiel d'autopolarisation, ont été comparé avec nos résultats expérimentaux.



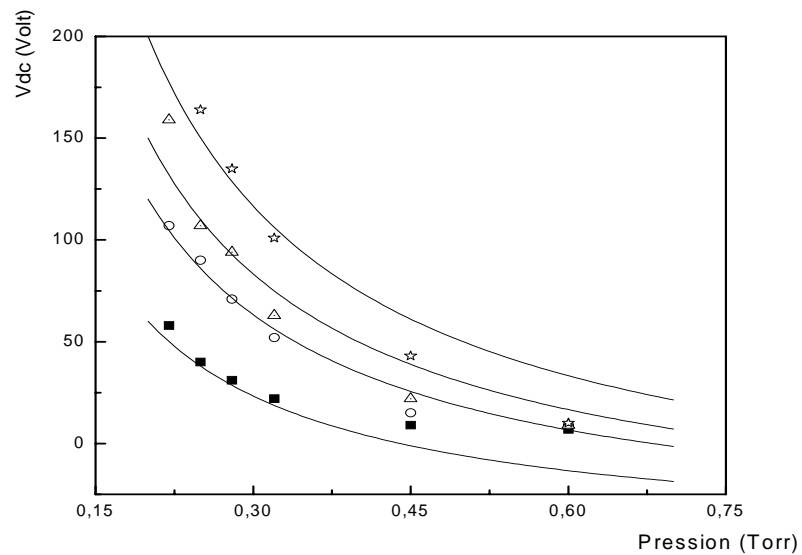
**Figure III.1 :** Influence de la puissance sur le potentiel d'autopolarisation à 20 sccm et 9 % de O<sub>2</sub> (▲ 0.44 Torr, ○ 0.28 Torr, ■ 0.22 Torr)



**Figure III.2:** Influence de la puissance sur le potentiel d'autopolarisation à 10 sccm et 9 % de O<sub>2</sub> (▲ 0.44 Torr, ○ 0.28 Torr, ■ 0.22 Torr)



**Figure III.3** : Influence de la pression sur le potentiel d'autopolarisation à 9 % de O<sub>2</sub> et 20 sccm (■ 100 watt, ○ 150watt, △ 200watt, ☆ 250watt)



**Figure III.4** : Influence de la pression sur le potentiel d'autopolarisation à 9 % de O<sub>2</sub> et 10 sccm (■ 100 watt, ○ 150watt, △ 200watt, ☆ 250watt)



$$V_{DC} \propto \left( \frac{A_p \sigma_e}{A_{S1} \omega \varepsilon_0 l_p^{1/2}} \right) \left( \frac{W}{P_S} \right)^{1/2} \quad (\text{III.1})$$

Et

$$V_{DC} \propto \sqrt{\left( aW_{RF} + P_S^2 \right)} - P_S \quad (\text{III.2})$$

Les expressions III.1 et III.2 (cf. Chapitre I, paragraphe VII-2) correspondent respectivement aux modèles de Y. Catherine [29] et de C. Riccardi [46].

Nous remarquons bien dans les deux expressions que le potentiel d'autopolarisation dépend de la racine carrée de la puissance. Pour cela, et d'après les deux modèles, nous avons comparé nos résultats de  $V_{DC}$  en fonction de la puissance avec des courbes d'équation :

$$V_{DC} \propto \sqrt{W_{RF}} \quad (\text{III.3})$$

Nous constatons qu'il y a une conformité de nos résultats avec les courbes (figures III.1 et III.2) surtout aux puissances moyennes ( $100W < W_{RF} < 250 W$ ). Aussi, pour bien comparer ces résultats, la figure III.5 représente la variation de  $V_{DC}$  en fonction de la racine carrée de la puissance, nous remarquons que la variation de potentiel d'autopolarisation est linéaire en fonction de la racine carrée de la puissance, uniquement à basse puissance ( $W < 100$  watt), il apparaît un décalage de  $V_{DC}$  qui est due à l'instabilité de la décharge. En effet, ce point est peu fiable car se trouvant à la limite de l'extinction de la décharge. Le même résultats a été obtenus par C. Riccardi [46,41].

De plus, nous avons comparé les résultats du potentiel d'autopolarisation en utilisant l'équation (3.4) tirée du modèle Y. Catherine [29].

$$V_{DC} \propto P^{-1/2} \quad (\text{III.4})$$

Nous avons remarqué également une conformité de nos résultats avec les courbes de l'équation III.4 (figures III.3 et III.4), notamment aux faibles pressions.

### ***II.1.3 Effet du débit***

Sur les figures III.1, III.2, III.3 et III.4, nous remarquons bien que le débit influe peu sur le potentiel d'autopolarisation, les résultats obtenus pour un débit de gaz de 20 sccm sont quasi-similaires à ceux obtenus pour un débit de gaz de 10 sccm. Suite à cette constatation, nous n'avons pas pris en considération le débit de gaz dans la suite de notre travail.

### ***II.1.4 Effet du pourcentage d'oxygène sur le potentiel d'autopolarisation :***

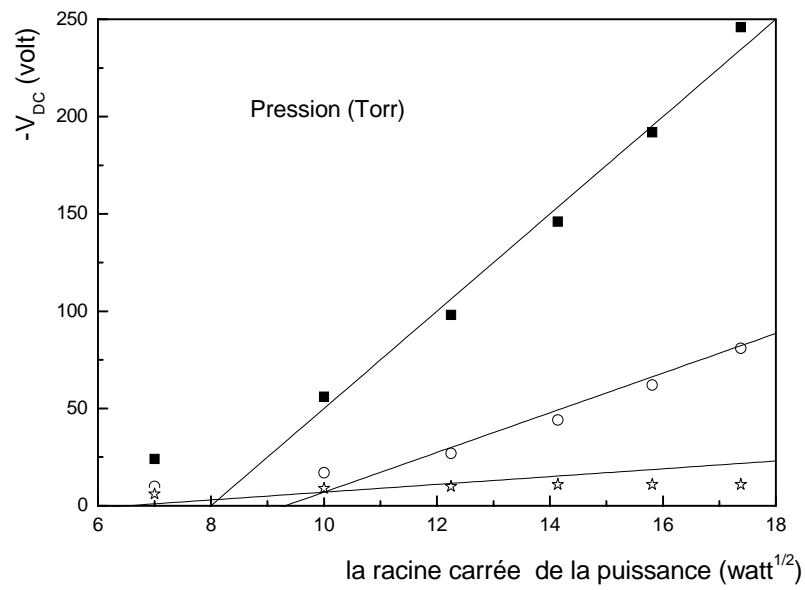
Nous avons regardé l'effet du pourcentage d'oxygène dans le mélange gazeux sur la tension d'autopolarisation en faisant varier ce pourcentage de 0 à 14% pour différentes puissances et différentes pressions. La figure III.6 montre l'influence de ce pourcentage sur  $V_{DC}$  pour des puissances différentes et une pression de 0.28 Torr. Nous remarquons sur la figure une légère augmentation du potentiel d'autopolarisation jusqu'à environ 7 % à 8% d'oxygène dans le mélange de gaz ( $SF_6$ ,  $O_2$ ). Au delà de ce pourcentage, le  $V_{DC}$  devient quasiment constant. Nous concluons que la proportion d'oxygène dans le mélange ( $SF_6$ ,  $O_2$ ) n'a pas d'influence sur le  $V_{DC}$  au delà de 8% jusqu'à 14% d'oxygène.

## **II.2- Courant ionique de saturation :**

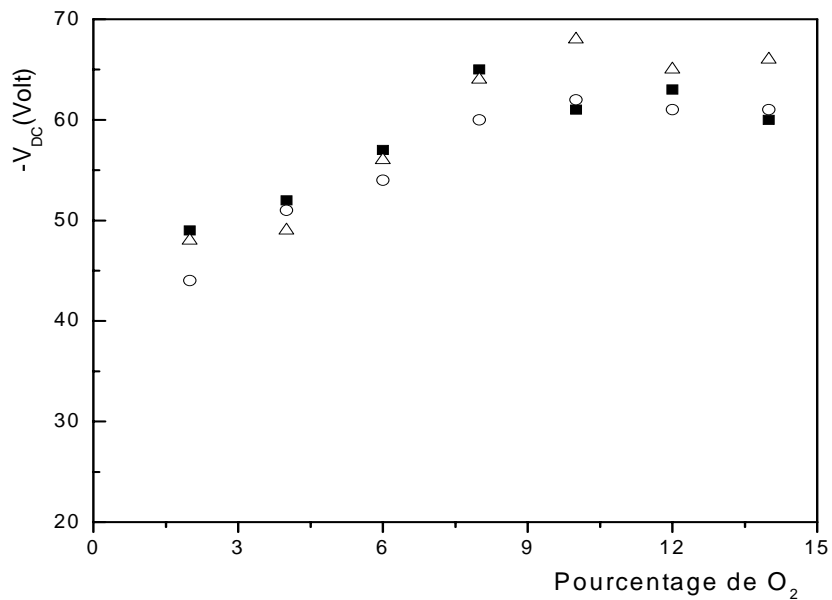
Dans les traitements de surface par plasma, le courant ionique est le paramètre macroscopique qui peut nous donner une information sur la densité ionique dans le plasma. Dans ce but, nous avons suivi les variations de la densité de courant ionique de saturation en fonction de la pression et la puissance.

### ***II.2.1 Effet de la puissance sur la densité de courant ionique de saturation :***

La figure III.7, présente la variation de la densité de courant ionique de saturation en fonction de la puissance pour des différentes pressions. Nous remarquons que la densité de courant ( $J_s$ ) augmente avec la puissance incidente, résultat prévisible car l'augmentation de la puissance induit une augmentation de la densité et l'énergie des électrons, augmentation qui semble se saturer aux fortes puissances. Ce même phénomène a été observé par S. Nencib [27] et M. Ouchabane. [47]



**Figure III.5 :** Evolution du  $V_{DC}$  en fonction de la racine carrée de la puissance.  
 (■ 0.22 Torr, ○ 0.38 Torr, ☆ 0.70 Torr).



**Figure III.6 :** Influence du pourcentage d'oxygène sur le potentiel d'autopolarisation  
 (○ 100 watt, ■ 150 watt, △ 200 watt, P = 0.28 Torr)

### ***II.2.2 Effet de la pression sur la densité de courant ionique de saturation :***

Sur la figure III.8, nous avons représenté la variation de la densité du courant ionique de saturation en fonction de la pression pour trois puissances. Nous pouvons remarquer que la densité de courant ionique augmente en fonction de la pression jusqu'à un optimum compris entre 400 et 600 mTorr selon la puissance injectée. Ce qui s'explique par l'augmentation de la densité des espèces ioniques par rapport aux autres espèces. Au delà de l'optimum, la décroissance de la densité de courant aux fortes pressions peut s'expliquer par la diminution de la densité des espèces ioniques par rapport aux neutres due à une diminution du libre parcours moyen. Ces résultats sont confirmés par M. Ouchabane [47] dans la gamme de pression 20 à 120 mTorr, mais son optimum de pression est autour de 70 mTorr. Ce décalage de résultats est dû essentiellement à la nature de gaz injecté et au confinement magnétique, qui pousse les électrons et les ions vers le centre de la décharge, améliorant le flux des ions bombardant l'électrode dans la décharge.

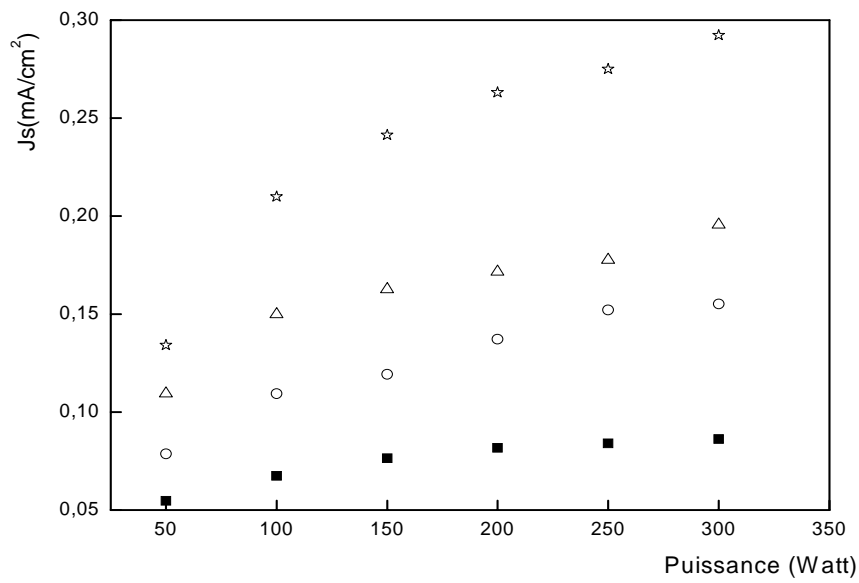
### ***II.2.3 Effet du pourcentage de O<sub>2</sub> sur la densité de courant ionique de saturation :***

La figure III.9 illustre l'influence du pourcentage de l'oxygène dans le mélange gazeux sur la densité du courant ionique de saturation pour différentes puissances et pour une pression de 0.28 Torr. Nous avons remarqué que la densité de courant ionique diminue jusqu'à environ 7% d'oxygène dans le mélange de gaz. Au delà de ce pourcentage, une diminution lente est observée de ce paramètre. La densité de courant ionique de saturation, continue à diminuer pour des proportions supérieures à 12% d'oxygène injecté dans le mélange de gaz (SF<sub>6</sub>, O<sub>2</sub>).

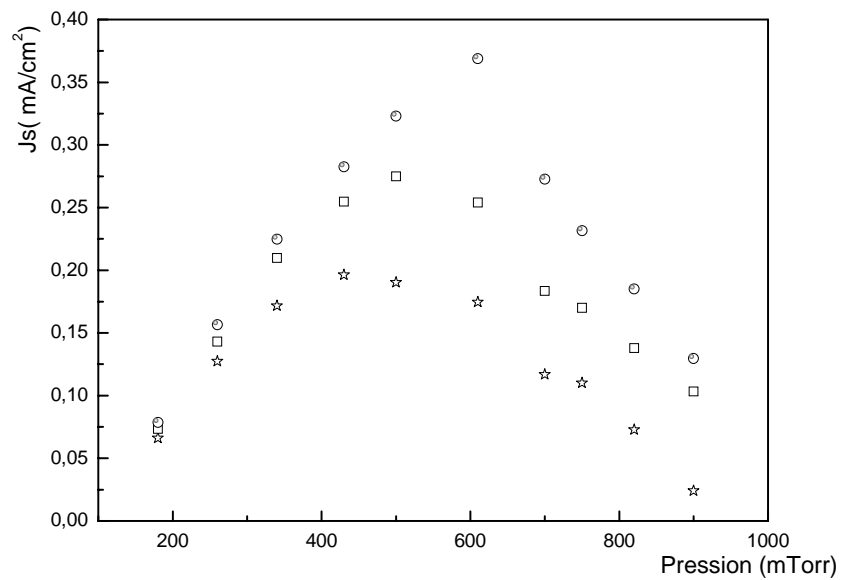
A partir des deux figures III.6 et III.9, on distingue trois gammes de travail :

- Gamme (0 à 7% de O<sub>2</sub>) : faible énergie et flux important des ions.
- Gamme (7 à 12% de O<sub>2</sub>) : flux et énergie importants des ions.
- Gamme (de 12 à 14% de O<sub>2</sub>) : faible flux et énergie importante des ions.

Le choix de cette proportion dépendra donc du type d'application ciblée.

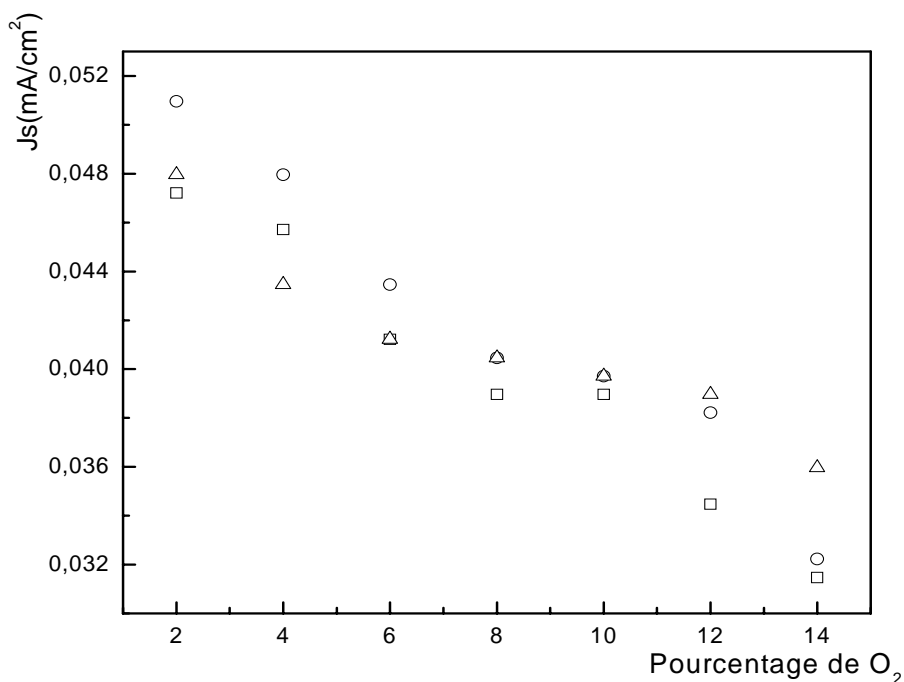


**Figure III. 7 :** Influence de la puissance sur la densité de courant ionique de saturation  
 (■ 0.22 Torr, ○ 0.30 Torr, △ 0.35 Torr, ☆ 0.50 Torr)



**Figure III. 8 :** Influence de la pression sur la densité de courant ionique de saturation  
 (○ 250 watt, □ 200 watt, ☆ 150 watt)

Quant aux valeurs de cette densité de courant ionique, on remarque qu'elles sont plus importantes sur la figure III.7 que sur la figure III.9. Cette différence remarquable est due probablement aux manipulations dans différentes conditions de travail. Il s'agit en premier lieu du refroidissement de la cathode. Les mesures sont effectuées dans le premier cas avec le refroidissement alors que dans le deuxième cas, sans refroidissement. De plus, les mesures sont effectuées pour des positions de l'électrode collectrice sur la cathode et pour des pressions primaires résiduelles dans l'enceinte différentes.



**Figure III.9 :** Influence du pourcentage d'oxygène sur la densité de courant ionique pour 0.28 Torr et à (□100 watt, ○ 150 watt, △ 200watt)

### III. Etude spectroscopique de la décharge :

La spectroscopie d'émission est une technique très utilisée dans le diagnostic des plasmas pour la compréhension du rôle joué par les espèces qui sont créées dans une décharge électrique. Elle offre l'avantage de ne pas être en contact physique avec le plasma et par

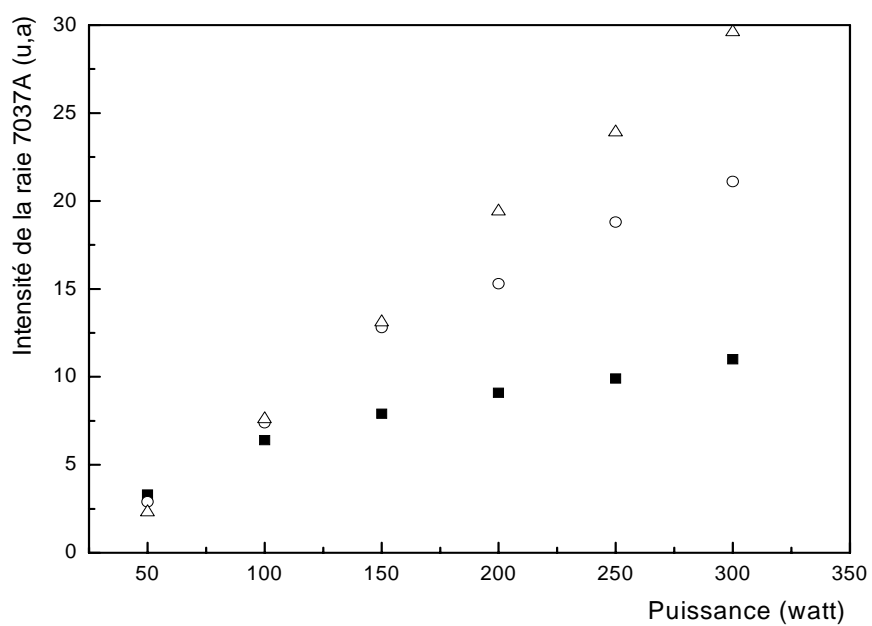
conséquent ne le perturbe pas (Cf. chapitre II). Pour cela, nous avons suivi les évolutions de la raie  $7037\text{\AA}$  ( $3P \rightarrow 3S$ ) [45], la troisième raie plus intense du fluor atomique, en fonction de la pression et la puissance.

### ***III.1 Effet de la puissance***

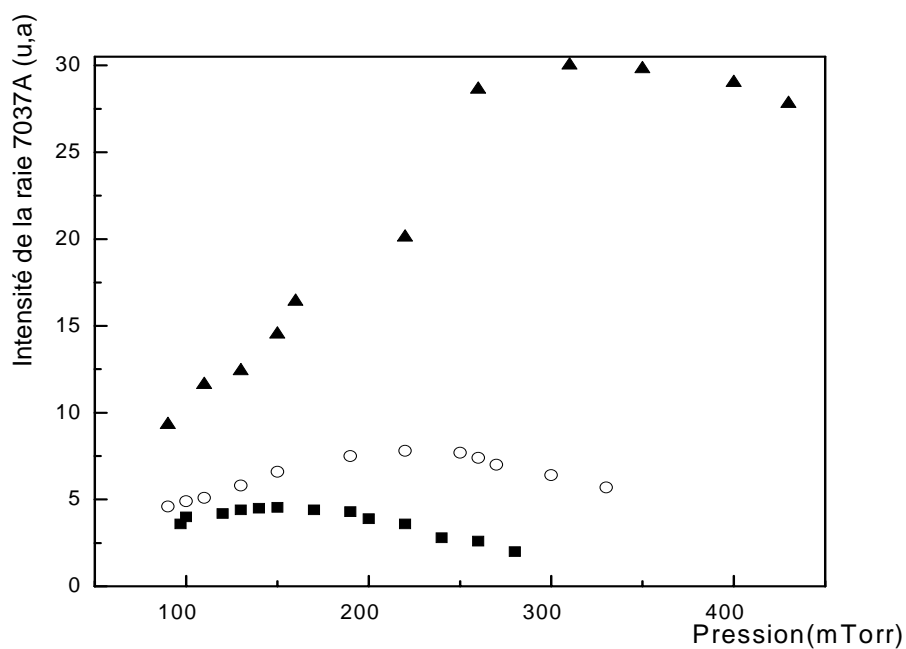
La figure III.10 représente l'influence de la puissance incidente sur l'intensité du fluor atomique dans le plasma pour trois pressions différentes. Les résultats indiquent que la concentration du fluor augmente avec la puissance incidente. Ces résultats peuvent s'expliquer par le fait que la réaction de dissociation (Cf. chapitre II) qui régit la création du fluor devient importante. Ces résultats sont aussi en accord avec d'autres résultats expérimentaux ; nous citons essentiellement ceux de S. Nencib [27], Hoffman [50], Radovanov [45].

### ***III.2 Effet de la pression***

Dans la figure III.11, nous avons représenté la variation de l'intensité de la raie du fluor en fonction de la pression pour trois puissances. Nous constatons dans la figure III.11 que l'intensité augmente avec la pression jusqu'à un maximum. Cette croissance de l'intensité est due principalement à l'augmentation de la densité de fluor atomique dans le plasma. Au delà de cet maximum, l'intensité décroît avec la pression, qui s'explique par l'augmentation des collisions dans la décharge suite à la diminution de libre parcours moyen, et par conséquent moins d'atomes de fluor excités. Ceci est conforté par l'observation du déplacement de l'optimum vers des pressions plus élevées quand la puissance augmente. Des résultats similaires ont été obtenus par S. Nencib [27] et M. Ouchabane [47].



**Figure III.10** : Influence de la puissance sur l'intensité de la raie 7037 Å du fluor atomique à (■ 100mTorr, ○ 200mTorr, △ 250mTorr)



**Figure III.11** : Influence de la pression sur l'intensité de la raie 7037 Å du fluor atomique (■ 50 watt, ○ 100 watt, ▲ 300 watt)



## Conclusion :

Dans cette caractérisation, nous avons montré que la puissance, la pression et la proportion du gaz influent sur les paramètres de la décharge ( $V_{DC}$ ,  $J_s$ ), ainsi que sur les intensités des raies, par contre le débit n'a pas d'influence remarquable sur ces deux paramètres.

Le potentiel d'autopolarisation  $V_{DC}$ , augmente avec la puissance du fait de l'augmentation de la densité ionique, et diminue avec la pression à cause de la diminution du libre parcours moyen.

La proportion d'oxygène dans le gaz injecté a aussi une influence sur le  $V_{DC}$  dans un mélange contenant moins de 7% d'oxygène.

La densité du courant ionique de saturation  $J_s$ , présente un maximum compris entre 400 et 600 mTorr selon la puissance, ceci est dû à l'augmentation puis la diminution de la densité des espèces ioniques par rapport aux neutres. Quand la puissance augmente,  $J_s$  augmente, à cause de l'augmentation des espèces ioniques.

D'après la comparaison des deux modèles électriques de la décharge, Y. Catherine [29] et celui de C. Riccardi [46] avec nos résultats, nous avons constaté qu'il y a une conformité des résultats avec ces deux modèles pour des puissances supérieures à 100watt.

La densité de courant ionique diminue légèrement avec la proportion d'oxygène jusqu'à 7%. Puis, elle devient quasiment constante pour des proportions allant de 7 à 12%. Au-delà de 12%, la densité continue à diminuer.

L'utilisation de la spectroscopie d'émission, nous a permis de voir l'évolution de l'intensité de la raie du fluor atomique en fonction de la puissance et de la pression.

L'intensité de cette raie augmente avec la puissance, alors qu'en fonction de la pression diminue, elle présente un optimum variant de 150 mTorr à 300 mTorr selon la puissance.

# *Conclusion Générale*

L'étude présentée dans ce mémoire est la caractérisation électrique d'un réacteur RF (13.56 MHz) en mélange ( $\text{SF}_6$ ,  $\text{O}_2$ ) à basse pression.

Dans cette étude nous avons suivi le potentiel d'autopolarisation ( $V_{\text{DC}}$ ), la densité de courant ionique de saturation ( $J_s$ ) et l'intensité de la raie du fluore atomique en fonction des paramètres de la décharge (pression, puissance et proportion du gaz).

Ceci nous a permis de constater que le potentiel d'autopolarisation croît en fonction de la puissance et décroît en fonction de la pression, résultats tout à fait prévisible et en bon accord avec d'autres travaux.

Nous avons également constaté une conformité de nos résultats sur le potentiel d'autopolarisation avec des modèles pré-établis, ceux de Y. Catherine et de C. Riccardi, notamment aux moyennes puissances.

Ainsi, le potentiel d'autopolarisation augmente légèrement en fonction de la proportion d'oxygène dans les faibles pourcentages, après il devient quasiment constant.

En outre, la densité de courant ionique de saturation augmente en fonction de la puissance, alors qu'en fonction de la pression, elle présente un optimum. Cet optimum est le point de transition entre les deux cinétiques. Lorsqu'on fait augmenter le pourcentage d'oxygène, la densité de courant ionique diminue, puis elle se stabilise pour une gamme de pourcentage allant de 7 à 12%, et continue à diminuer pour des proportions supérieures à 12%.

Les résultats de la spectroscopie optique d'émission montrent que la densité du fluor atomique dans la décharge augmente avec la puissance, alors qu'en fonction de la pression elle diminue ; elle présente un optimum variant de 150 mTorr à 300 mTorr selon la puissance injectée.

Enfin, cette étude peut être considérée comme un outil important qui permet aux chercheurs utilisant ce type de décharge de faire un choix judicieux des paramètres de création de plasma (puissance, pression, mélange gazeux), et de faire une corrélation entre ces paramètres et les propriétés de la gravure, en particulier la texturation, application ciblée par ce réacteur.

Néanmoins, une étude spectroscopique plus poussée et une corrélation avec la caractérisation électrique permettraient de définir et de comprendre les points de fonctionnement de ce réacteur. Une étude appliquée à la texturation des plaquettes du silicium corrélée à la caractérisation électrique et spectroscopique permettrait ensuite d'optimiser le réacteur pour ce type d'application.

### *Principaux symboles utilisés*

A : Anisotropie.

$S_G$  : La sélectivité.

$\Phi_i$  : Flux d'ions à l'électrode.

$\epsilon_0$  : La permittivité de vide.

q : Charge élémentaire.

$V_g$  : La différence du potentiel aux bornes de la gaine.

$I_g$  : Epaisseur de la gaine.

$\mu_i$  : La mobilité ionique.

$P_s$  : Pression de la décharge ( $SF_6/O_2$ ).

E : Champ électrique.

$\alpha$  : Coefficient d'ionisation des molécules par impact électronique (1<sup>ere</sup> coefficient de Tawsend).

$\gamma$  : Coefficient d'émission secondaire sous l'impact d'ions (2<sup>eme</sup> coefficient de Tawsend).

R : Rayon de la bobine.

N : Nombre de spires

r : Distance de l'axe.

L : Longueur de la bobine

$n_i$  : Densité des ions.

$n_e$  : Densité des électrons.

$m_i$  : La masse des ions.

$m_e$  : La masse des électrons.

$f_{pi}$ ,  $f_{pe}$  : Fréquences plasma électronique et ionique

$f_{RF}$  : Fréquence excitatrice

T : Température des neutres.

$\tau_e$ ,  $\tau_i$  : Temps de transit électronique et ionique dans la gaine.

$C_g$  : Capacité représentative de la gaine.

$A_1$  : Aire de l'électrode reliée à la masse.

$A_2$  : Aire de l'électrode RF.

$\lambda_D$  : Longueur de Debye

$T_e$  : Température électronique.

$T_p$  : Température plasma.

$J_c$  : Densité de courant de conduction.

$J_D$  : Densité de courant de déplacement.

$\sigma_i, \sigma_e$  : Conductivité ionique et électrique.

$\omega_{RF}$  : Fréquence angulaire de la tension excitatrice.

$\nu_{i0}, \nu_{e0}$  : Fréquences de collision électron-neutre et ion-neutre.

$R_g$  : Résistance représentative de la gaine.

$\omega_{pi}$  : Pulsation plasma ionique.

$A_{si}$  : Section de la surface de la gaine de l'électrode excitatrice.

$A_p$  : La section de la surface du plasma.

$I_p$  : La longueur plasma.

# *Bibliographie*

- [1] J. L. Delcroix. Physique des plasmas. Tome I. CNRS Editions.
- [2] A. M. Pointu « réactivité dans les plasmas », Phys. des décharges.
- [3] G. Turban, « Interactions plasmas froids matériaux »  
Les décharges luminescentes du type diode excitée en radiofréquence. Modèles électriques élémentaires et énergie d'impact des ions positifs.  
Journées d'études 'Oléron 87', p 79 Edition de physique (1987).
- [4] K. Tachibana, M. Nishida, H. Harima, Y. Urano, J. Appl. Phys. D, 17, (1984) 1727.
- [5] M. V. Malyshev, V. M. Donnelly, Phy. Rev. E 60 (1999) 6016.
- [6] H. M. Katssch, A. Tewes, E. Quandt, A. Geojlich, T. Kawetzki, and H. F. Dobele, J. Appl. Phys. 88 (2000) 6232.
- [7] S. V. Avteava, M. Z. Mamytbekov and D. K. Otorbaev, J. Appl. Phys. D, 30 (1997) 3000.
- [8] B.N. Chapman, « Glow Discharge Process » J. Wiley end Sons, Now York, Chichester, Brisbane, Toronto (1980).
- [9] « Travaux pratiques avancés ». Ecole Polytechnique Fédéral de Lausanne
- [10] G. Turbon « Graveur sèche dans les décharges diodes excitées en radio fréquence », revu générale de l'électricité.
- [11] B. Petit, J. Pelletier. J. Appl. Phys., 21, 377 (1986)
- [12] Yan- mei Jiang, thèse de doctorat, université de Paris XI ORSAY (1992).
- [13] E. Nasser, fundamentals of gazeous ionization and plasma electronics, Wiley. Inyerscience, NowYork and London (1971).
- [14] J. B. Cobine, Gaseous conductors, Dover, Now York (1985).
- [15] A. Von Engel, ionized gases, Oxford Université press (1965).
- [16] H. Hidalgo, thèse de doctorat, Université de LIMOGES (2003).
- [17] W. B. Pennebaker, IBM, J. Res. Develop.23, 16 (1979).
- [18] D.L. Flamm, J. Vac. Sci. Technol., A4, 729 (1986).
- [19] P. Briaud, G. Turban, B. Grolleau, Mat. Res. Symp. Proc. 68, 109 (1985).
- [20] K. Kohler, D.E Horne and J. W. Coburn, J. Appl. Phys. 57, 59 (1984).
- [21] H. R. Koenig, L. I. Maissel, IBM J. Res. Develop. 14. 168 (1970).
- [22] N. Contaxes, A. J. Hatch J. Appl. Phys. 40, 3548 (1969).
- [23] C.B Zarowin, Electro. Chem. Soc. 130, 1144 (1983).
- [24] J. W. Coburn, E. Kay, J. Appl. Phys., 43, 4965, (1972).
- [25] J. H. Keller, W. B. Pennebaker, IBM, J. Res. Develop.23, 3 (1979).



- [26] J. S. Logan, J. H Keller, R. G. Simmons, *J. Vac. Sci. Technol.* 17, 92 (1977).
- [27] S. Nencib, thèse de magister, CDTA, Alger (1991).
- [28] K. Kohler, D. E. Horne, J. W. Coburn, *J. Appl. Phys.* 58, 9(1985).
- [29] Y. Catherine and P. Couderc, *Thin Solid Films.* 144, 625 (1986).
- [30] J. J. Bessot, *Technique de l'ingénieur*, Vol. M1657, P11 (1996).
- [31] K. Suzuki, R. B. Ninumia, S. Nishimatsu, J. W. Thomas, *TAP.J. Appl. Phys.*25(10), 1569 (1986).
- [32] V. A. Godyak, R. B. Piejak et B. MAlexandrovich, *IEEE, Trans. on Plasma Science* 19 (4), 660 (1991).
- [33] C. M. Horwitz, *J. Vac. Sci. Technol.* A1, 60 (1983).
- [34] H. Iddir, These de magister, CDTA, Alger (1994).
- [35] C. Niu. Y. A. Lu. C. M. Liebber, *Science* 261, 334, (1993).
- [36] N. Kumar, H. Schmidt, C. Xie, *Solid State Technol.* 38, 71 (1995), S.R.P. Silva, G.A.J. Amaratingo, J.R. Barnes, *Appl. Phys. Lett.*71, 1477 (1997).
- [37] M. Zarrabian, Thèse de doctorat, Université de Nante, (1998).
- [38] C. J. Mogab, S. Tachi, K. Yagi, T. Tokuyama, *J. Appl. Phys.*, 49(7), 3796 (1978).
- [39] H. F. Winters, J. W. Coburn, T. J. Chuang, *J. Vac. Sci. Technol.*, B1, 469 (1983).
- [40] H. F. Winters, J. W. Coburn, *J. Appl. Phys. Lett.*, 34, 70 (1979).
- [41] C. Riccardi, R. Barni, F. De Colle, M. Fontanesi, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 28, 1 (2000).
- [42] H. M. Anderson, J. A. Merson, R. W. Light, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol.14, p. 156-164 (1986).
- [43] A. Picard, G. Turban, B. Grolleau, *ISPC- 7 Eindhoven* (1985).
- [44] M. Tuszewski, W. K. Scarorough, R. R. White, *J. Appl. Phys.* Vol. 96 (4) (2004).
- [45] S. B. Radovanov, B. Tomcik, Z. LJ. Petrovic, B. M. Jelenkovic, *J. Appl. Phys.*, 67 (1) 97 (1990)
- [46] C. Riccardi, R. Barni, M. Fotannesi, B. Marcandalli, M. Massafra, E. Selli, G. Mazzone *Plasma Sources Sci. Technol.* 10 (2001) 92-98
- [47] M. Ouchabane, R. Tadjine, H. Lahmer, M. Zekara, K. Henda, O. Kessi, *ISPC-14 IV PRAHA* (1990).
- [48] S. Djerourou, Thèse de Magister, USTHB (2004).
- [49] O. Kessi, S. Nencib, *J. Appl. Phys.* D 26 (1993) 1516.

- [50] P. H. Hoffman F. Heinrich, « le vide les couches minces » supplément au numéro 246  
1003 (1989)
- [51] G. Turban, Cours d'interaction à la gravure par plasma, (1984)
- [52] J. W. Coburn, H. F. Winter, J. Vac. Scien. Technol. (1979)
- [53] H. H. Sawin, "A review of plasma processing fundamentals" solid state technol.  
(1985)
- [54] S. J. Fonash, "Advances in dry etching processes- A review" solid state technol.  
(1985), 150
- [55] A. Gérodolle, J. Pelletier, les couche minces, supplément au N° 256,44 (1991).