

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUEES
DÉPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE



MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

Pour l'obtention du diplôme de Master

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Génie Electrique

Spécialité : Réseaux électriques et Haute tension

THÈME

**L'influence de divers paramètres sur le
processus de pulvérisation RF dans les
décharges électriques**

Préparé par : Mr:Guidoum Salah eddine

Mr:Khaldi Ali

Devant le Jury :

Nom et prénoms	Grade	Qualité
Mr : BEKKI.I	MAA	Président
Mr : HEBRI .K	MAA	Examineur
Mr : BOUAZZA.A	MAA	Encadreur

PROMOTION 2015 /2016

Remerciements

Nous remercions ALLAH le tout puissant pour nous avoir donné la force et le courage afin que nous puissions accomplir ce modeste travail.

A remercier sincèrement MR.A. BOUAZZA, qui en tant qu'encadreur de mémoire, s'est toujours montré à l'écoute et a été très disponible tout au long de la réalisation de ce mémoire ainsi pour l'inspiration, l'aide, et le temps qu'elle a bien voulu nous consacré et sans qui ce mémoire, n'aurait jamais vu le jour.

Enfin notre profond remerciement est adressé à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à notre formation

SOMMAIRE

Sommaire

Introduction générale	2
------------------------------------	----------

Chapitre I : Décharges électriques

I.1 Introduction	4
I.2 Décharge électrique dans les gaz	4
I.3 Décharges dans les plasmas	6
I.4 Décharge couronne	8
I.5 Décharge Luminescente	8
I.6 Décharges radiofréquences	9
I.7 Conclusion	11

Chapitre II : Pulvérisation cathodique

II.1 Introduction	13
II.2 Mécanisme de la pulvérisation cathodique	14
II.3 Différents régimes de pulvérisation	15
II.4 Méthodologie générale de pulvérisation	17
II.4.1 Pulvérisation diode à tension continue (d. c.)	17
II.4.2 Pulvérisation réactive	18
II.4.3 Pulvérisation avec des cathodes à effet magnétron	18
II.4.4 Pulvérisation cathodique radiofréquence	19
II.5 Taux de pulvérisation	21
II.6 Conclusion	22

Chapitre III : Méthodes et résultats

III.1 Introduction	24
III.2 Méthode de Monté Carlo.....	24
III.2.1 Principe de Base	24
III.2.2 Principales étapes de la simulation	25
III.3 Calcul du taux de pulvérisation.....	26
III.3.1 Description de la théorie de Sigmund	26
III.3.2 Améliorations faites par d'autres auteurs	29
III.3.3 Model de Yamamura et al.	31
III.4 Modèle numérique – SRIM2008 (TRIM)	33
III.4.1 Généralités.....	33
III.4.2 Taux de pulvérisation calculé par SRIM.....	34
III.5 Caractéristiques des métaux utilisés.....	34
III.5.1 L'Aluminium.....	34
III.5.2 Cuivre	35
III.5.3 L'argent	35
III.6 Caractéristiques des gaz utilisé.....	36
III.6.1 L'Argon.....	36
III.6.2 Néon	37
III.6.3 Xénon	37
III.6.4 L'oxygène	38
III.7 Résultats de la simulation	39
III.7.1 Gaz de l'Ar	40
III.7.2 Gaz de Xe	43
III.7.3 Gaz de Ne.....	45
III.7.4 Gaz de l'Oxygène.....	47
III.8 Comparaison générale	49
III.9 conclusion	51
Conclusion générale	53

Table des Figures

Chapitre I : Décharge électrique

Figure I.1 : Caractéristique courant-tension alimentée par une tension continue (pointe positive à la pression atmosphérique)	5
Figure I.2 Décharge couronne Polarité positive	8
Figure I.3 Décharge couronne polarité négative	8
Figure I.4 Les différentes régions d'une décharge luminescente.	9
Figure I.5 représentation schématique d'une décharge radiofréquence à Couplage capacitif	10

Chapitre II :La pulvérisation cathodique

Figure II.1. Mécanisme de pulvérisation du matériau cible	14
Figure II.2 Schéma de principe de la pulvérisation cathodique (cible face au substrat)	15
Figure II.3 Les trois régimes de la pulvérisation	16
Figure II.4 Principe de la pulvérisation diode à tension continue d. c.	17
Figure II.5 : Schéma d'une cathode magnétron	19
Figure II.6 : Principe de la pulvérisation cathodique radiofréquence	20
Figure II.7: appareillage de la pulvérisation cathodique RF	21

Chapitre III : Méthode et résultats

Figure III. 1: Taux de pulvérisation de Cuivre en fonction d'ions de bombardement du Argon en incidence normale calculé par SRIM2008	40
Figure III. 2. : Taux de pulvérisation d'Argent en fonction d'ions de bombardement du Argon en incidence normale calculé par SRIM2008	41
Figure III. 3. : Taux de pulvérisation d'Aluminium en fonction d'ions de bombardement de l'Argon en incidence normale calculé par SRIM2008	41
Figure III.4. : Variations du coefficient de pulvérisation du cuivre, de l'argent et de L'aluminium en fonction de l'énergie des ions d'argon incidents	42
Figure III. 5: Taux de pulvérisation du cuivre en fonction d'ions de bombardement du Xénon incidence normale calculé par SRIM2008	43

Figure III. 6: Taux de pulvérisation d'Argent en fonction d'ions de bombardement du Xénon incidence normale calculé par SRIM2008	44
Figure III. 7.: Taux de pulvérisation de l'aluminium en fonction d'ions de bombardement du Xénon incidence normale calculé par SRIM2008	44
Figure III.8 : Variations du coefficient de pulvérisation du cuivre, de l'argent et de L'aluminium en fonction de l'énergie des ions de Xénon incidents	45
Figure III.9 : Taux de pulvérisation du cuivre en fonction d'ions de bombardement du Néon incidence normale calculé par SRIM2008	46
Figure III.10 : Taux de pulvérisation du l'argent en fonction d'ions de bombardement du Néon incidence normale calculé par SRIM2008	46
Figure III.11 : Taux de pulvérisation du l'Aluminium en fonction d'ions de bombardement du Néon incidence normale calculé par SRIM2008	47
Figure III.12 : Variations du coefficient de pulvérisation du cuivre, de l'argent et de L'aluminium en fonction de l'énergie des ions de Néon incidents	47
Figure III.13 : Taux de pulvérisation du cuivre en fonction d'ions de bombardement du l'Oxygène incidence normale calculé par SRIM2008	48
Figure III.14 : Taux de pulvérisation du l'argent en fonction d'ions de bombardement du l'Oxygène incidence normale calculé par SRIM2008	48
Figure III.15 : Taux de pulvérisation du l'Aluminium en fonction d'ions de bombardement du l'Oxygène incidence normale calculé par SRIM2008	49
Figure III.16: Variations du coefficient de pulvérisation du cuivre, de l'Argent et de L'aluminium en fonction de l'énergie des ions de l'Oxygène incidents	49
Figure III.17 : Variation du taux de pulvérisation des ions pour le cas du Cuivre	50
Figure III.18 : Variation du taux de pulvérisation des ions pour le cas d'Argent	50
Figure III.19 : Variation du taux de pulvérisation des ions pour le cas d'Aluminium	51

INTRODUCTION

GENERALE

Les couches minces, sont actuellement utilisées dans de nombreux dispositifs technologiques et doivent dans certains cas remplir un large éventail de fonctions, citons par exemple leur utilisation en microélectronique, Il existe divers procédés pour la mise en œuvre des couches minces, parmi lesquels la pulvérisation cathodique qui est très utilisée depuis plusieurs dizaines d'années.

Cette technique consiste à créer une décharge entre deux électrodes et ainsi la création d'un plasma. De plus en plus d'applications industrielles sont basées sur cette technologie qui est très utile pour créer des composés impossible à fabriquer par chimie en masse (procédés traditionnels tel que la fonderie). On peut notamment citer dans la fabrication optique (pour des revêtements réfléchissants ou antireflet, par exemple), l'électronique (couches d'isolants, de semi-conducteurs et de conducteurs des circuits intégrés), l'emballage (feuilles de Polytéréphtalate d'éthylène recouvertes d'aluminium) et l'art contemporain.

Nous avons choisi d'étudier la pulvérisation et calculer son taux à l'aide de la simulation pour trois métaux : le cuivre, l'argent et l'aluminium.

Les taux de pulvérisation cathodique dans les décharges est en fonction des énergies appliquées.

Le premier chapitre à pour but de présenter les processus fondamentaux des décharges électriques dans les gaz et des rappels sur les plasmas.

Dans le chapitre II, Nous présenterons des généralités sur les techniques de pulvérisation cathodique pour la fabrication des couches minces et particulièrement la pulvérisation cathodique radiofréquence.

Le troisième chapitre est consacré à la simulation à l'aide du logiciel SRIM2008 basé sur la résolution des équations de Boltzmann par la méthode de Monte-Carlo pour le calcul du taux de pulvérisation pour différents métaux en variant le gaz utilisé.

Chapitre I

Décharge

Electrique

I.1. Introduction

Les phénomènes de décharge électrique étudiés pourtant depuis près de deux siècles, font toujours l'objet de recherche active auprès des scientifiques [1]. On pourrait s'étonner de cet état de fait mais on comprendrait vite que cela n'est dû qu'à la très grande complexité du phénomène et des mécanismes qui le constituent. Cependant de grandes avancées ont été faites ces dernières décennies dans l'amélioration des moyens de diagnostic des premiers instants de la décharge et donc dans l'étude des mécanismes d'initiation [2]. Cela a permis d'accroître les connaissances sur le phénomène et d'avancer dans les applications qui ont d'ailleurs connu de bien plus larges expansions [3].

L'étude scientifique des décharges électriques a commencée au XVIIIème siècle par l'observation expérimentale d'étincelles produites par des générateurs électrostatiques et des éclairs d'orages. Ensuite l'invention de piles suffisamment puissantes a permis à V.V. Petrov de produire le premier arc électrique en 1803 dans l'air. Humphrey Davy en fit ensuite l'étude. Mais ce fut Michael Faraday qui, entre 1831 et 1835, découvrit et commença l'étude des décharges luminescentes en utilisant des tubes contenant des gaz à une pression de l'ordre de 100 Pa sous 1000 Volt. Par la suite, à la fin du XIXème siècle et au début du XXème siècle, la physique des décharges électriques dans les gaz a permis à la physique atomique de faire ses premiers progrès avec les travaux de William Crookes et de Thomson, avec en particulier la mise en évidence du rôle fondamental des électrons dans la décharge et la mesure du rapport e/m . Vers 1900, un élève de Thomson, Townsend, réalisa la première modélisation d'une décharge, correspondant au cas de la décharge luminescente en champ uniforme. Langmuir travailla aussi sur ces décharges et introduisit le concept du plasma. Au cours du XXème siècle on passa à l'exploration des décharges électriques en fonction de la fréquence, tandis que la modélisation progressait en raison du développement d'applications de plus en plus nombreuses des décharges [4]

I.2. Décharge électrique dans les gaz

La décharge électrique est un phénomène physique se produisant dans les gaz lorsqu'on leur applique un champ électrique suffisamment intense. Ce gaz devient alors plus ou moins conducteur. Les décharges dans les gaz sont dues à l'apparition d'électrons et d'ions libres. La production d'un état plasma dans un gaz se fait à travers l'ionisation des molécules du gaz par les électrons libres accélérés grâce au champ électrique. En l'absence d'un tel

champ électrique, l'état de plasma disparaît car les particules chargées s'éliminent par recombinaison, diffusion sur les parois et par capture des électrons libres par les atomes ou molécules électronégatifs. Les décharges électriques peuvent être classifiées suivant différents critères: la pression, la caractéristique courant-tension, la nature du gaz, la configuration des électrodes, etc. [5]

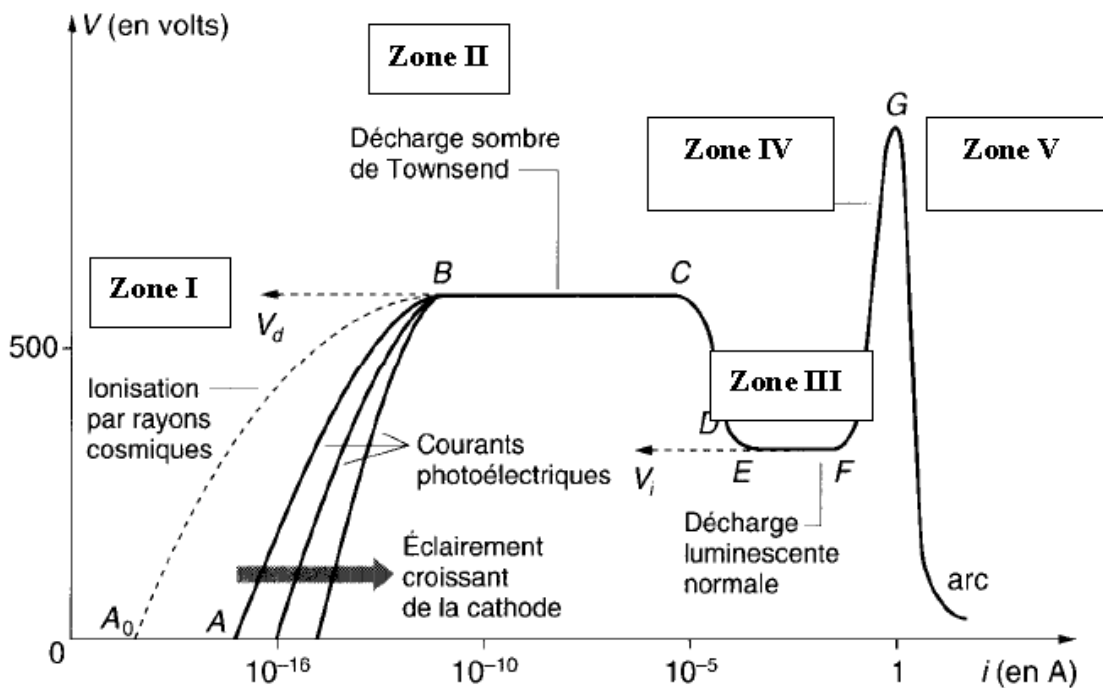


Figure I.1 : Caractéristique courant-tension alimentée par une tension continue (pointe positive à la pression atmosphérique)

Les caractéristiques courant-tension de la figure (I.1), présentent les différents régimes de décharge que l'on peut observer dans l'air, à pression atmosphérique, entre une pointe et un plan.

- Le passage de la zone I à la zone II est délimité par la tension seuil V_0 . Au-delà de celle-ci, le courant augmente fortement alors que la tension n'augmente que très faiblement. Les électrons acquièrent suffisamment d'énergie pour ioniser les molécules du gaz par collision et créent des avalanches électroniques dites avalanches de Townsend. Finalement, les électrons n'auront pas suffisamment d'énergie pour générer d'autres électrons secondaires et la décharge finit par s'éteindre une fois que toutes les charges sont collectées.

- La zone III, qui nous intéresse particulièrement, se caractérise par une boule de plasma localisée à la pointe et correspondant à ce que l'on nomme le régime *glow* (régime de décharge couronne). A ce stade, la composante du courant est essentiellement continue et le courant s'accroît faiblement avec la tension.
- La zone IV, correspond au régime du *streamer* ou dard. A la composante continue du courant, se superpose une composante pulsionnelle.
- Si la tension poursuit son augmentation et dépasse la tension critique V_r , la décharge passe en phase d'arc et nous avons alors à faire à un plasma chaud. Cette transition est due à une augmentation de la température dans le canal de décharge induisant une expansion hydrodynamique et donc une légère chute de la densité N du gaz. Le champ réduit E/N augmente et pouvant atteindre une valeur pour laquelle l'ionisation est supérieure à l'attachement électronique, on observe alors la formation d'étincelles ou d'arcs [6]

I.3. Décharges dans les plasmas

C'est vers 1923, que Langmuir a introduit le terme plasma, à un milieu gazeux globalement neutre composé d'ions et d'électrons (à cause de la similarité avec le sang). Plus généralement, il est employé pour décrire un milieu gazeux ionisé pouvant contenir une forte proportion de particules électriquement neutre (atomes, molécules). Le plasma est l'état de la matière le plus répandu dans l'univers. Il entre dans la composition des étoiles, des ionosphères et des magnétosphères, ainsi que dans la composition des décharges électriques naturelles (foudre) ou créés par l'homme (lasers, lampes, arcs, etc...). On peut dire que le plasma est une collection de particules chargées, localisées dans l'espace, avec la densité des charges positives à peu près égale à la densité des charges négatives. Les charges positives sont généralement des ions, des atomes ou des molécules d'où on a enlevé un ou plusieurs électrons. Les charges négatives sont généralement des électrons, mais dans certains milieux, on peut rencontrer des espèces électronégatives [7].

On distingue deux types de plasmas :

- Les plasmas chauds (dit aussi plasma de fusion) où la température dépasse 10⁶ K, il peut être complètement ionisé. Les plasmas de fusion sont l'objet du pari ambitieux des hommes de réaliser un réacteur nucléaire utilisant l'énergie de fusion entre des noyaux

légers de deutérium et de tritium. La température d'essai plasmas se chiffre en millions de degrés.

- Les plasmas froids sont des milieux faiblement ionisés dont lesquelles la température des particules ne dépasse pas quelque dizaines de milliers de degrés kelvin. Dans les plasmas froids, on distingue les plasmas thermiques où toutes les espèces de particules (électrons, ions, atomes et molécules) ont des températures voisines, et les plasmas hors d'équilibre où les électrons ont des températures beaucoup plus élevées que celles des particules lourdes, A cause de leur grande mobilité, les électrons sont accélérés dans le champs électrique et acquièrent une énergie cinétique importante, alors que les particules lourdes gardent une température ambiante. Les électrons peuvent céder une partie de leur énergie cinétique aux particules lourdes par l'intermédiaire des collisions élastiques. Le milieu atteint un état d'équilibre thermodynamique lorsque la température de l'ensemble est la même. Il existe alors deux grands types de collisions entre ces éléments:

- Les collisions élastiques, qui ne participent pas directement à l'activation du gaz, mais sont responsables de la conduction et de la diffusion de la chaleur.
- Les collisions inélastiques qui sont responsables de changements au niveau d'énergie interne des molécules, de la nature des particules (ionisation, dissociation, attachement électronique, ...etc.), en fonction de l'énergie cinétique des électrons.

Il est possible alors de définir le degré d'ionisation α d'un gaz en connaissant la densité des électrons n_e et la densité des particules neutres N :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + N} \quad (\text{I.1})$$

Si $\alpha < 10^{-4}$ on parle d'un gaz faiblement ionisé (principales interactions sont de type collisions électrons- particules neutres).

Si $\alpha > 10^{-4}$ le gaz est fortement ionisé (interactions de type collisions électrons- électrons ou électrons- ions).

Il existe de nombreux critères pour la classification des plasmas. Parmi ces critères nous citons la densité électronique et la température électronique T_e qui permettent de définir la longueur de Debye λ_D :

$$(\text{I.2})$$

Où ϵ_0 est la permittivité du vide, k la constante de Boltzmann, n_e la densité électronique et T_e la température électronique. Cette longueur définit la distance sur laquelle les effets du champ électrique dus à une charge électrique « e » ne sont pas neutralisés par l'ensemble de charges de signe opposé. Elle représente aussi la limite de neutralité électrique du plasma si elle est inférieure aux dimensions du plasma, celui-ci sera globalement neutre [8].

I.4. Décharge couronne

La décharge couronne fait partie de la famille des plasmas froids non thermiques.

Elle se produit d'habitude aux alentours de la pression atmosphérique. Elle est toujours associée à deux électrodes, l'une à un petit rayon de courbure (pointe ou fil), est soumise à une haute tension. L'autre électrode a un rayon de courbure beaucoup plus grand (plaque plate ou cylindre). La polarité de la couronne dépend de la nature de la tension appliquée à l'électrode de faible rayon de courbure (voir figures I.2 et I.3). [6]

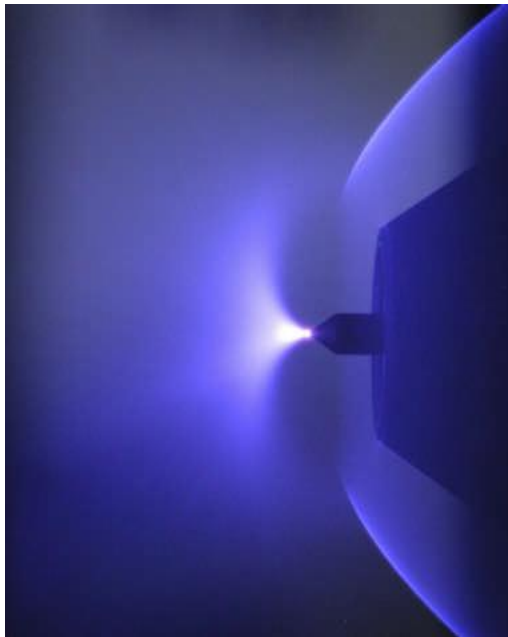


Figure I.2. Décharge couronne,
Polarité positive

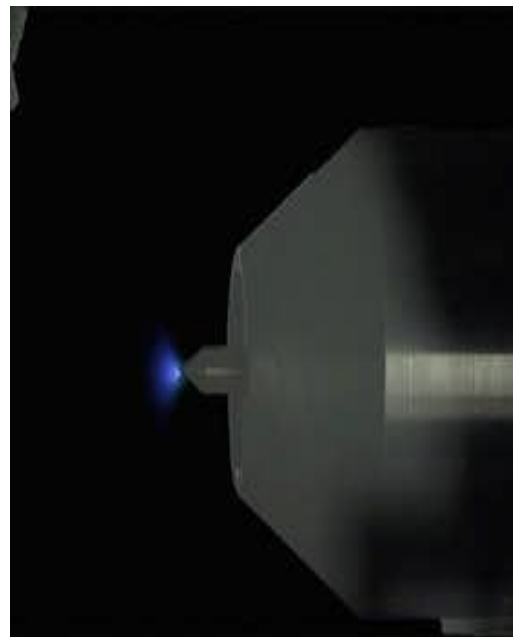


Figure I.3. Décharge couronne
polarité négative

I.5. Décharge Luminescente

De plus en plus d'applications industrielles sont basées sur la technologie des plasmas froids tels que la gravure, le dépôt de couches minces, l'analyse de pureté, les lampes à

décharge basse pression, ou encore les écrans à plasma fonctionnant à l'aide de décharges lumineuses.

Une décharge électrique peut se créer dans un gaz rare lorsque l'on applique un potentiel entre deux électrodes, séparées d'une distance d , dans une enceinte fermée à la pression p . Si le produit pression-distance ($p \times d$) est de l'ordre de quelques Torr.cm (1 Torr = 133.322 Pa), on se trouve dans le domaine des décharges lumineuses.

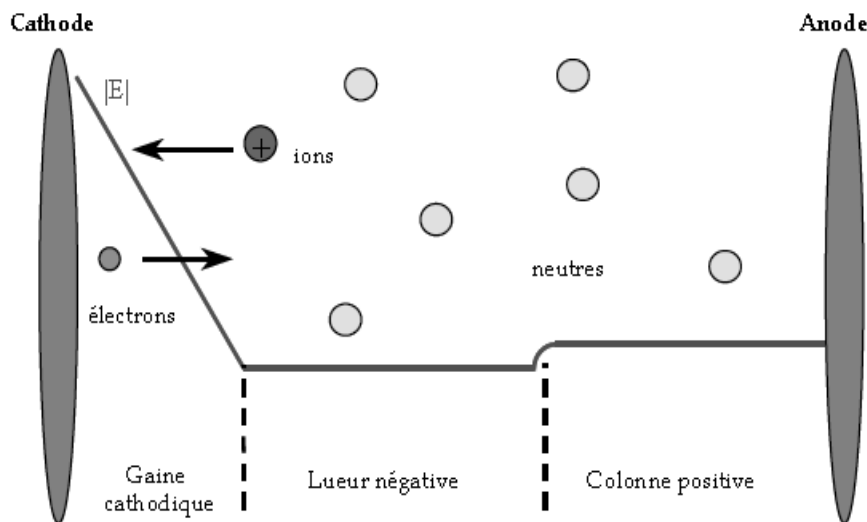


Figure I.4 : Les différentes régions d'une décharge lumineuse.

La décharge lumineuse se caractérise par trois régions principales (figure I.4) qui existent entre la cathode et l'anode.

Le premier est la gaine cathodique dans laquelle le champ électrique est élevé et les particules ionisées (ions et neutres) sont accélérées. La deuxième région est la lueur négative dans laquelle les électrons, qui ont été accélérés dans la gaine, perdent leur énergie par collisions avec les neutres. Les neutres vont être excités et se désexciteront par émission de photons. La troisième région est appelée colonne positive. Dans cette zone, il existe un champ électrique assez faible qui permet aux électrons d'ioniser afin de compenser les pertes de charge (diffusion aux parois, attachement, recombinaison...)[9]

I.6. Décharges radiofréquences

Les décharges radiofréquences sont souvent utilisées dans les réacteurs PECVD pour exciter et entretenir le plasma. Pour des basses fréquences (<10 kHz), le mécanisme de création d'électrons chauds est similaire à celui des plasmas continus et où les électrons secondaires émis à la cathode sont accélérés à des énergies suffisantes pour ioniser les

molécules du gaz et assurer le maintien de la décharge. À mesure que la fréquence d'excitation augmente (\sim MHz), l'émission secondaire aux électrodes n'est même plus nécessaire à l'amorçage. Les électrons, essentiellement ceux du volume, qui oscillent à la fréquence d'excitation n'auront pas le temps de diffuser vers les parois entre deux alternances et verront leur énergie et leur probabilité d'ionisation augmenter, permettant d'atteindre un équilibre entre le taux d'ionisation et celui de perte des électrons et ainsi assurer l'auto-entretien de la décharge (décharge autonome).

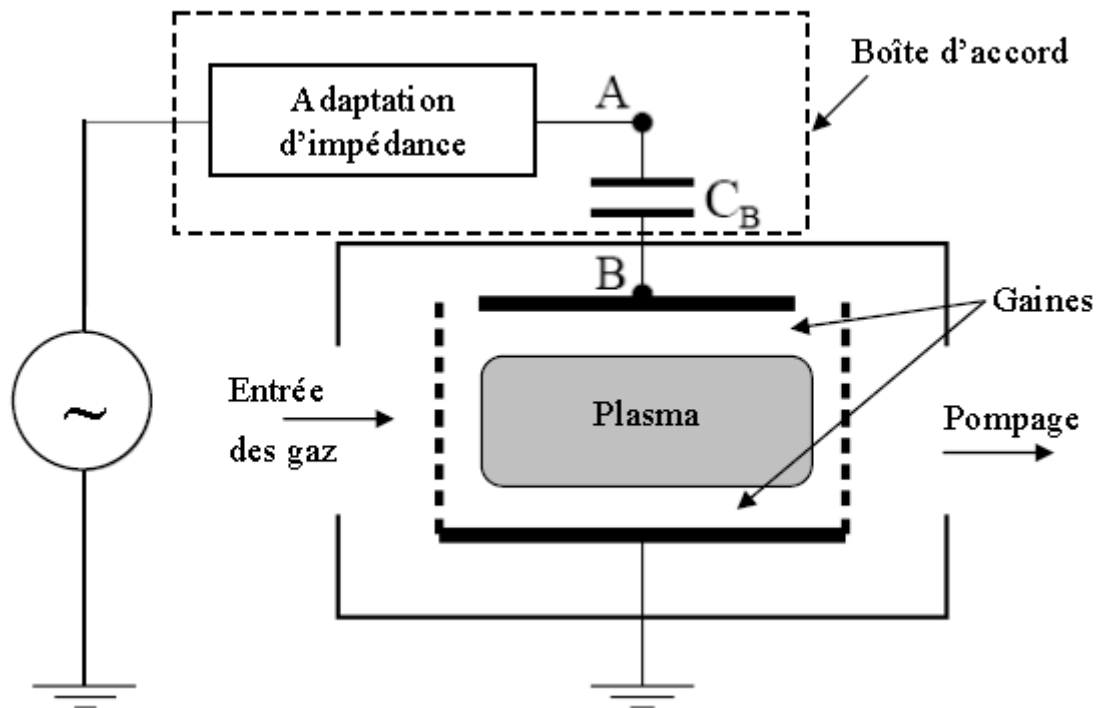


Figure 1.5 : représentation schématique d'une décharge radiofréquence à couplage capacitif

Dans cette section nous allons rappeler quelques caractéristiques des décharges radiofréquences à couplage capacitif. Un schéma typique d'une décharge RF capacitive est donné par la figure I.5. la boîte d'accord optimise la puissance couplée à la décharge et ce en adaptant l'impédance du circuit extérieur à l'impédance de sortie du générateur qui est de 50Ω . la boîte d'accord assure également la protection du générateur RF. En général, une électrode est mise à la masse alors que la seconde est couplée à la source RF par le biais d'une capacité de blocage C_B .

Selon l'application désirée, la décharge peut se produire dans différents mélanges gazeux et pour différentes pressions ($p > 100$ mTorr pour la PECVD et $p=10$ à 100 mTorr pour la pulvérisation et la gravure). La tension RF appliquée est de l'ordre de quelques

centaines de volts. la géométrie de la décharge est un facteur important dans le traitement de matériaux. En effet des électrodes de surfaces différentes génèrent des chutes de potentiel différentes à travers les gaines qui s'y forment. Une forte asymétrie de la surface des électrodes va stimuler le flux d'électrons collectés durant la moitié du cycle RF et engendrera l'apparition d'une tension d'auto polarisation (V_{dc} ou V_{ab})

Les décharges RF sont beaucoup utilisées pour les applications diverses en traitement de matériaux. [10]

Avantage :

- en générale, plus efficace que les décharges CC,
- peut traiter des matériaux isolants,
- sources relativement bon marché,
- capable de produire des plasmas de grands volumes de géométrie plane, cylindrique.

Inconvénient :

- la polarisation de la cible est une fonction de la puissance et les paramètres du plasma:
Pas de contrôle indépendant,
- il faut du blindage contre le rayonnement RF. [11]

I.7. Conclusion

Dans ce chapitre une étude est effectuée sur le phénomène de la décharge électrique :

- les décharges électriques dans les gaz,
- une définition sur plasma et les décharges électriques dans les plasmas (les décharges couronne et les décharges luminescents) et ces dernières techniques sont les bases de pulvérisation cathodique pour la synthèse des couches minces .qui sera étudié en détail dans le présent chapitre.

Chapitre II

Pulvérisation cathodique

II.1. Introduction

La pulvérisation cathodique a été observée il y a très longtemps, En 1852 Grove, puis quelque années plus tard Plucker, ont constaté que lors du fonctionnement de tubes à décharge, le métal qui constitue les électrodes se dépose petit sur les parois de verre du tube à décharge, on sait actuellement que ces électrodes sont continuellement bombardées par des ions pendant le fonctionnement du tube

En 1877 Wright a proposé l'utilisation de la pulvérisation cathodique pour effectuer des dépôts métalliques en couche minces .cette idée si séduisante n'a pas trouvé-à l'époque-beaucoup d'applications, ceci pour deux raisons : la très faible vitesse de dépôt et la contamination fréquente des films obtenus (par des oxydes ou des nitrures par exemple).les techniques actuelles ont complètement modifié ces idées car il est possible d'obtenir à l'aide de la radiofréquence des décharges stables jusqu'à des pressions de l'ordre de $2 \cdot 10^{-3}$ torr, ce qui permet une très grande souplesse de fonctionnement de l'appareil à pulvérisation[12].

Après cette première constatation expérimentale de la pulvérisation, on trouve deux types de théories qui essaient de décrire la pulvérisation :

- pour Hippel en 1926, l'éjection de particules de la cathode résulte de l'élévation en température de la zone d'impact par l'ion incident (modèle de "tache chaude" (hot-spot)) ou par les premiers atomes de recul énergétiques (cette notion sera introduite au paragraphe suivant) du réseau (modèle de "pic chaud"),
- pour Lamar et Compton en 1934, les particules incidentes transfèrent leur quantité de mouvement aux atomes de la cible par une succession de collisions entre les atomes de la cible (modèle collisionnel).

Le premier type de modèles ne semble pas s'appliquer à la pulvérisation physique, car les résultats obtenus ne correspondent pas à certaines observations expérimentales (pas de diminution du coefficient de pulvérisation à hautes énergies, loi en cosinus pour toutes les particules pulvérisées, pas de dépendance du coefficient en fonction de l'angle d'incidence, fonctions de distributions énergétiques forcément maxwelliennes, énergie moyenne des particules pulvérisées plus faibles que celles réellement observées. En ce qui concerne le modèle collisionnel, Thompson propose, en 1968, un calcul théorique poussé du coefficient de pulvérisation dans le cas du régime de cascades

collisionnelles. Pour les monocristaux, il introduit deux notions supplémentaires qui sont le "channelling" et la présence de chaînes collisionnelles convergentes. Dans le cas du "channelling", les particules incidentes ou les atomes de recul peuvent emprunter des canaux

formés par l'empilement des atomes du réseau. Cela permettrait d'expliquer la grande profondeur de pénétration de certaines particules, en particulier quand les particules incidentes ont une masse inférieure à celle des atomes de la cible. En ce qui concerne la seconde notion et dans un réseau régulier, les atomes forment des chaînes le long desquelles la quantité de mouvement passe facilement d'un atome à l'autre. Cette fois-ci, cela permettrait d'expliquer, dans le cas des monocristaux, l'éjection de particules dans des directions préférentielles. Sigmund se basera plus tard sur les calculs de Thompson pour établir sa propre expression du coefficient de pulvérisation.

A partir de ces deux modèles théoriques, les différents régimes de pulvérisation peuvent être déterminés[13].

II.2. Mécanisme de la pulvérisation cathodique

La pulvérisation correspond au processus d'éjection de certains atomes provenant des premières couches atomiques d'un matériau appelé cible, soumis à un bombardement par des particules lourdes (atomes ou ions). Le mécanisme de pulvérisation est un processus purement mécanique de transfert de quantité de mouvement des particules incidentes aux atomes de la cible (Figure II.1).

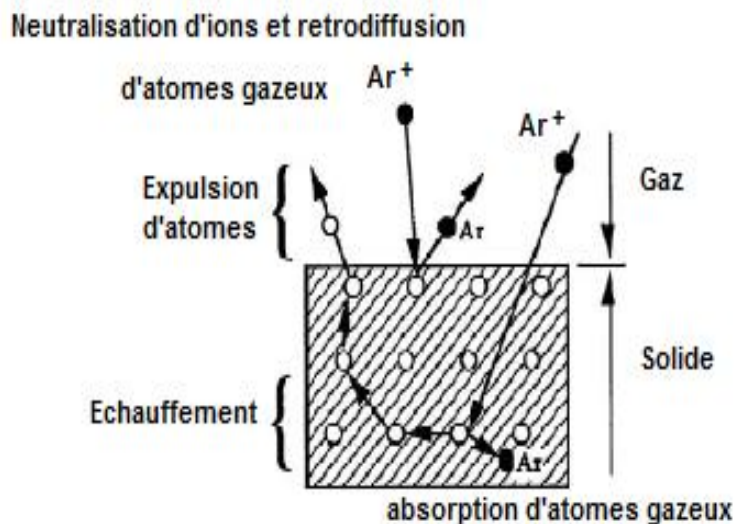


Figure II.1. Mécanisme de pulvérisation du matériau cible

Le principe de pulvérisation peut se décrire en trois temps. En premier lieu, le bombardement est obtenu en ionisant un gaz par une décharge électrique produite au voisinage du matériau cible qui est polarisé négativement et joue le rôle de cathode. Le gaz ionisé (généralement de l'argon, xénon et néon), appelé plasma, apparaît sous forme d'un

nuage luminescent et est composé d'atomes d'argon ou xénon ou néon, d'ions Ar^+ et d'électrons. La cible est alors bombardée par des ions positifs Ar^+ extraits du plasma (Figure II.2).

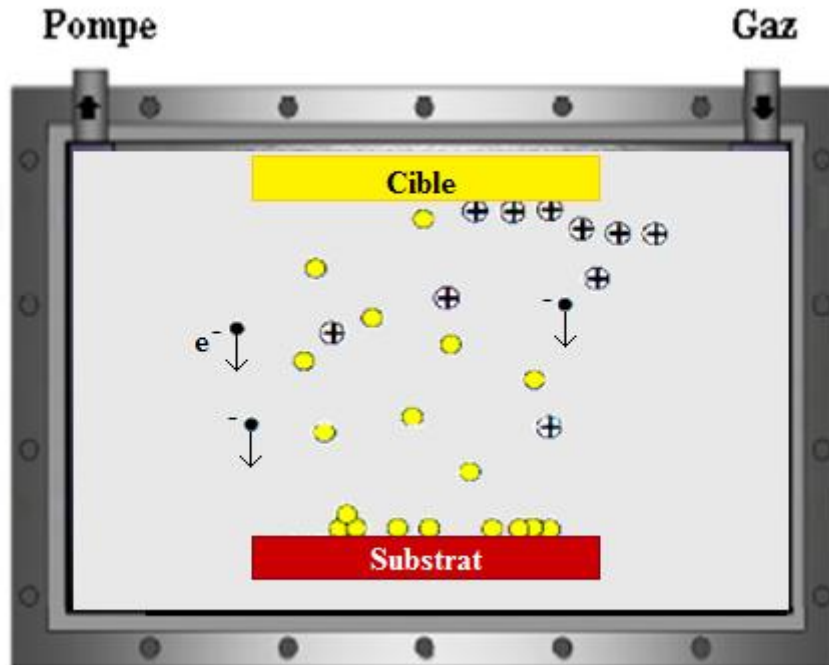


figure II.2. Schéma de principe de la pulvérisation cathodique (cible face au substrat)

Une partie d'entre eux est réfléchi, mais la plupart transfèrent leur énergie au matériau à pulvériser. Cette énergie est suffisamment élevée pour rompre les liaisons chimiques du matériau cible lors de la collision, en fin des atomes (ou clusters d'atomes) sont éjectés, puis traversent le plasma avant de venir se condenser sur le substrat. Le bombardement de la cible par les ions Ar^+ produit également des électrons secondaires qui, lorsqu'ils traversent le plasma, ionisent les molécules de gaz rencontrées, ainsi la décharge [14]

II.3. Différents régimes de pulvérisation

Les collisions entre les particules incidentes qui pénètrent dans le réseau et les atomes du solide ont pour conséquence de déplacer des atomes du solide de leur position dans le réseau ; ces atomes sont appelés atomes de recul. Si l'énergie de ces atomes de recul primaires est suffisante, ils vont créer à leur tour des atomes de recul secondaires, c'est ainsi que la cascade collisionnelle se produit. La pulvérisation a lieu si de tels atomes atteignent la surface et si leur énergie dépasse l'énergie de liaison. Trois régimes de pulvérisation peuvent être

identifiés : le régime à atomes de recul unique (a), le régime linéaire de cascades collisionnelles (b) et le régime de pic thermique (c). Ils sont schématisés sur la Figure 3.1

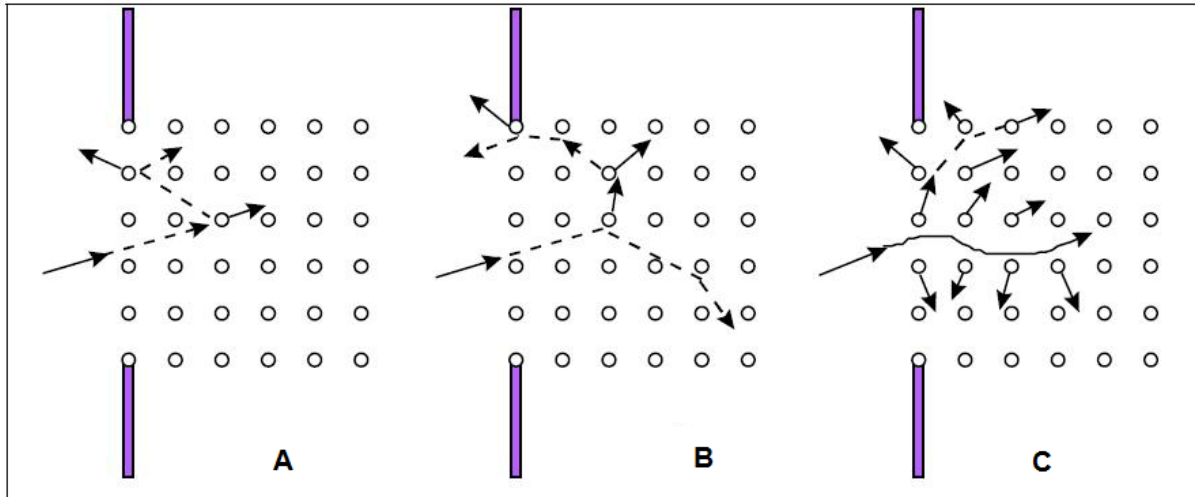


Figure II.3 : Les trois régimes de la pulvérisation.

Le régime à atomes de recul unique est caractérisé par la présence de quelques atomes de recul, comme c'est le cas à faible énergie et/ou pour des ions légers. Un atome de recul ne reçoit pas assez d'énergie pour donner naissance à d'autres atomes de recul et la cascade collisionnelle ne se produira pas.

Dans le régime linéaire de cascades collisionnelles, les collisions entre les particules incidentes et les atomes de la cible produisent des atomes de recul énergétiques, qui à leur tour donneront naissance à de nombreux atomes de recul. Les énergies s'échelonnent entre quelques *KeV* et quelques centaines de *KeV* sauf pour les ions très lourds où la densité des atomes en déplacement dans la cible devient trop grande.

Dans le régime de pic thermique ou "Spike", la densité des atomes en déplacement est si grande que tous les atomes contenus dans le volume du "Spike" sont en déplacement et donc les collisions se font de façon prédominante entre ces atomes-là. Ce processus conduit à des effets non-linéaires. Ces particules sont en équilibre thermique local et leur fonction de distribution énergétique peut être décrite par une distribution de Maxwell Boltzmann. La température du pic est de l'ordre de 10³ à 10⁴ K[15].

II.4. Méthodologie générale de pulvérisation

Il existe plusieurs variantes de la pulvérisation cathodique

II.4.1. Pulvérisation diode à tension continue (CC)

La pulvérisation cathodique est un phénomène d'éjection des particules à partir de la surface d'un matériau (la cible) lorsque celui-ci est bombardé par un flux de particules énergétiques provenant d'un gaz appelé gaz de décharge (Figure II.3). Le gaz de décharge couramment utilisé est l'argon en raison de son inertie chimique, sa faible énergie d'ionisation et son faible coût.

La cible fixée sur une électrode généralement en cuivre (la cathode) est portée à une tension négative. Le substrat est maintenu sur une deuxième électrode (l'anode) placée au regard de la cathode, à quelques centimètres. Après avoir fait le vide et introduit de l'argon à une pression suffisamment élevée (de 10^{-1} à 1 Pa), une différence de potentiel continue (de 100 V à 10 kV) est appliquée entre les deux électrodes. Une décharge électrique se produit alors et crée un plasma d'argon. Les ions positifs du plasma, attirés par la tension négative de la cathode, viennent bombarder la cible ; les électrons se déplacent vers l'anode (potentiel positif) et entretiennent le plasma. Si les ions positifs ont assez d'énergie, ils vont éjecter des atomes de la cible qui viennent se déposer sur le substrat, formant ainsi une couche mince. Ce procédé est appelé « diode à tension continue » (CC). L'appareil est relativement simple et permet de déposer pratiquement tous les matériaux conducteurs. [14]

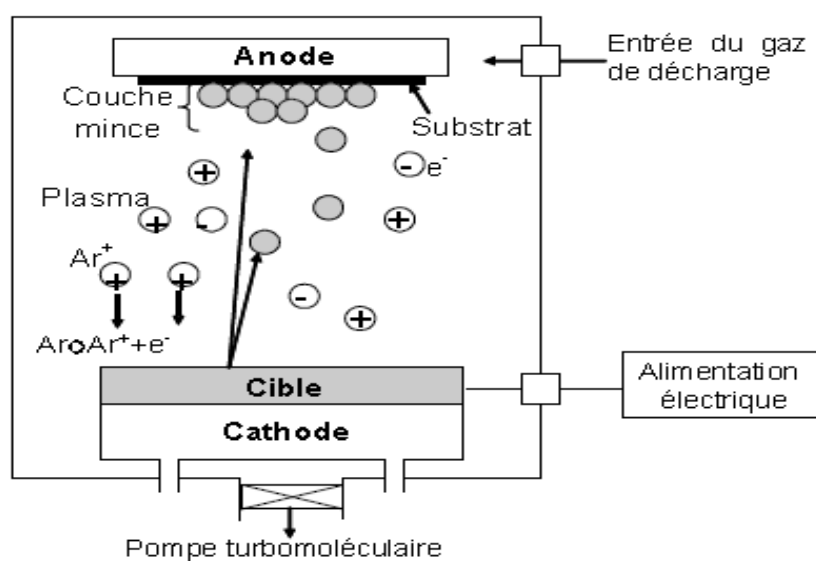


Figure II.4 : Principe de la pulvérisation diode à tension continue.

II.4.2. Pulvérisation réactive

La pulvérisation réactive consiste à introduire délibérément dans l'enceinte un gaz chimiquement actif : de l'oxygène pour déposer des oxydes, de l'hydrogène pour déposer des hydrures... Elle est effectuée soit avec le gaz actif à l'état pur, soit en introduisant un certain pourcentage de ce dernier dans l'argon. Cette technique peut être utilisée :

- pour préparer des couches minces ayant une composition différente de celle de la cible (par exemple : obtention de couche mince d'oxysulfure de titane en introduisant une pression partielle d'oxygène à partir d'une cible constituée de sulfure de titane). [16]

II.4.3. Pulvérisation avec des cathodes à effet magnétron

Pour améliorer la vitesse de dépôt, on est amené à augmenter la puissance r. f. appliquée à la cible. Il en résulte une augmentation du bombardement ce qui entraîne l'échauffement de la cible. Une autre solution consiste à employer des cathodes avec un aimant dit magnéto placé en dessous.

Le champ magnétique du magnétron est parallèle à la surface de la cible et perpendiculaire au champ électrique, ce qui constitue un piège à électrons. Ces derniers décrivent alors des trajectoires cycloïdales au voisinage de la surface de la cible (Figure II.5).

Ce confinement des électrons près de la cathode permet d'augmenter le nombre de collisions ionisantes et ainsi la densité de courant ionique. Un plasma plus intense est obtenu et il est possible d'avoir des vitesses de pulvérisation très élevées. Sans magnétron, il faut augmenter la puissance et la pression dans l'enceinte afin d'avoir des vitesses de dépôt élevées. Mais cela peut entraîner un échauffement trop important et la destruction de la cible.

L'un des inconvénients est l'usure irrégulière de la cible selon la position de l'aimant et donc la trajectoire des électrons. De plus, il est difficile de déposer des matériaux magnétiques car ils confinent le champ magnétique et font disparaître l'effet magnétron (le système de dépôt fonctionne alors en mode normal). [17]

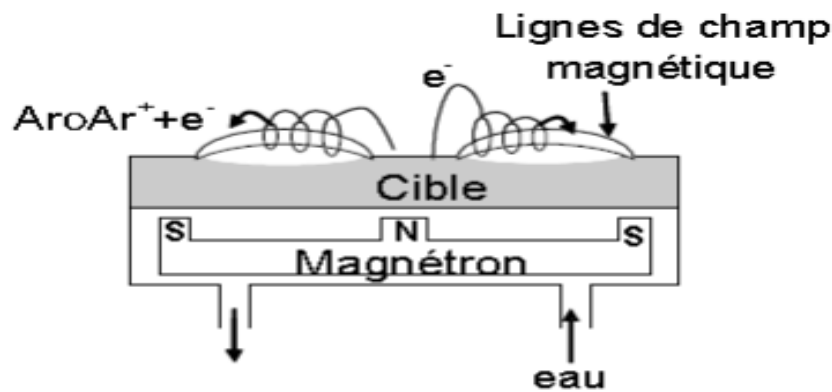


Figure II.5 : Schéma d'une cathode magnétron

II.4.4. Pulvérisation cathodique radiofréquence

Le procédé de pulvérisation cathodique d. c. ne peut pas être utilisé pour déposer un matériau isolant. En effet, les ions en s'accumulant à la surface de la cible, entraînent très rapidement l'arrêt de la pulvérisation.

En pulvérisation cathodique radiofréquence (RF), le champ électrique continu est remplacé par un champ électrique radiofréquence (13.56 MHz) qui permet de déposer avec un seul appareil des couches minces conductrices, semi-conductrices et isolantes. Dans un champ électrique, les électrons subissent une accélération environ 10⁵ fois plus grande que les ions

(Ar⁺, Xe⁺, Ne⁺). Cette grande mobilité permet aux électrons de « suivre » le champ électrique alternatif alors que les ions ne le suivent pas. Le nombre d'électrons arrivant sur la cible pendant l'alternance positive est nettement supérieur au nombre d'ions collectés pendant l'alternance négative (Figure II.6). Autrement dit, une auto-polarisation négative (valeur moyenne de la tension) se développe sur la surface de la cible. Les ions Ar⁺ sont donc attirés par la cible et viennent éjecter les particules.

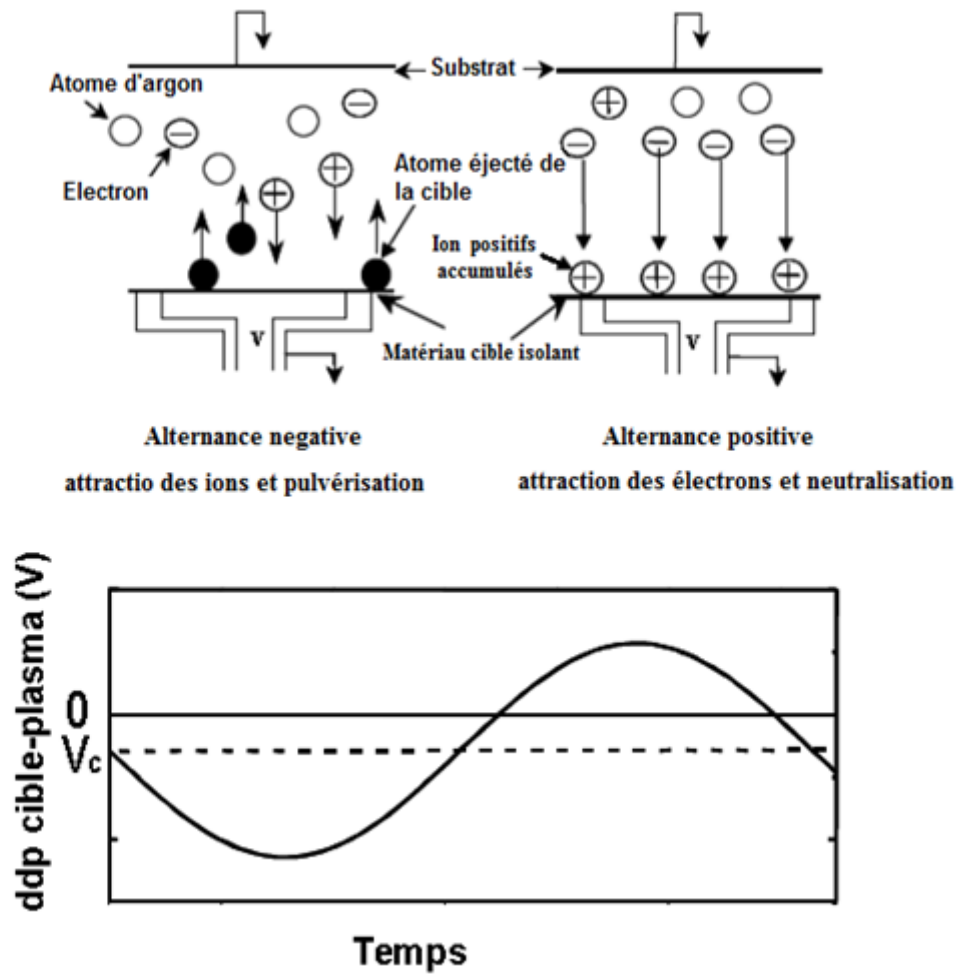


Figure II.6 : Principe de la pulvérisation cathodique radiofréquence

Une alternative moins coûteuse et moins difficile à mettre en œuvre que le mode radiofréquence est le mode pulsé. Pour le procédé HEF, la polarisation est arrêtée pendant une courte durée (496 ns) avec une fréquence de 250 kHz afin de décharger la surface de la cible. Toutefois, pour les cibles isolantes, le mode radiofréquence est plus adapté. [18]



Figure II.7: appareillage de la pulvérisation cathodique RF

II.5. Taux de pulvérisation :

La pulvérisation des électrodes dans les décharges lumineuses est un phénomène connu depuis longtemps et étudié dans de nombreuses applications. Suivant les applications, on cherche à diminuer la pulvérisation car elle détruit les électrodes (lampes à décharge, PAP), limitant ainsi la durée de vie des systèmes. On peut souhaiter, aussi, augmenter la pulvérisation, notamment dans les procédés d'analyse d'échantillons, comme les spectromètres de masse à décharge lumineuse (GDMS).

Lorsqu'un ion vient frapper la cathode et que son énergie est suffisante (supérieure au seuil de pulvérisation du matériau), il peut arracher des particules de la surface du matériau.

On définit le taux de pulvérisation comme le nombre de particules arrachées du matériau par particules incidentes :

$$Y = \frac{\text{Nombre de particules pulvérisées}}{\text{Nombre de particules incidentes}}$$

De manière générale, le taux de pulvérisation dépend de l'énergie, de la masse et de l'angle d'incidence des particules incidentes mais pas de la charge. En effet, au niveau de la surface du matériau, les ions incidents sont neutralisés ce qui implique que le taux de pulvérisation pour les ions ou les neutres est le même. Le taux de pulvérisation peut être déterminé par des mesures expérimentales mais il existe aussi de nombreuses théories analytiques et des modèles numériques. [19]

II.6. Conclusion

Dans ce chapitre on a défini d'une manière générale la pulvérisation cathodique et ses différents types et avons mentionné son principe de fonctionnement. Mais le cas de la pulvérisation cathodique radiofréquence et son rôle principal dans ce travail a été traité d'une manière spécifique.

Chapitre III

Méthode et résultats

III.1. Introduction

Dans ce chapitre nous présentons des résultats de simulation que nous avons obtenus à l'aide de logiciel SRIM 2008 basé sur la résolution des équations de Boltzmann par la méthode de Monte-Carlo pour le calcul du taux de pulvérisation pour différents métaux en variant le gaz utilisé, nous finissons ce chapitre par une comparaison entre les différents résultats.

III.2. Méthode de Monte Carlo

La méthode de Monte Carlo est une approche statistique permettant la résolution d'équations comportementales déterministes comme probabilistes. Son utilisation ne se limite pas à la physique, et encore moins à la modélisation des décharges. Du calcul du nombre π , à la détermination plus lucrative des probabilités de gagner aux jeux de hasard, elle a fait l'objet d'un très grand nombre d'utilisations, l'évolution de l'informatique durant ces trente dernières années y ayant pleinement contribué.

III.2.1. Principe de Base

L'utilisation de cette méthode en physique des plasmas a permis le développement de modèles particuliers, simulant le comportement du plasma suivant une approche microscopique, par opposition aux modèles dits « fluides » qui traitent le plasma comme un fluide homogène en le caractérisant par des grandeurs moyennes. La simulation Monte Carlo d'un ensemble d'ions ou d'électrons présents dans un gaz dans lequel ils font des collisions et subissent une force due au champ électrique, permet de suivre l'évolution temporelle de ce groupe de particules dans l'espace des phases. Cette méthode est basée sur la génération de nombres aléatoires permettant de recréer un enchaînement d'événements réels, comme par exemple le mouvement d'une particule accélérée dans un champ électrique et faisant des collisions.

Nous allons tout d'abord exposer le principe de la génération de nombres aléatoires. Nous expliquerons ensuite comment ces nombres peuvent être utilisés pour calculer le temps de vol d'une particule entre deux collisions, choisir le type de collision que

cette particule doit subir ainsi que la perte d'énergie consécutive. Nous parlerons enfin des techniques d'échantillonnage pour les particules.

Le principe est de suivre le transport des ions et des neutres rapides dans la gaine. Un ion est créé à l'instant t_0 suivant le terme source $S(x; t_0)$. Il accélère dans le champ, effectue des collisions avec les neutres (les collisions ions-ions sont négligées), ce qui modifie sa vitesse et sa direction.

Lors de ces collisions, les neutres rapides sont créés. La simulation du transport d'un neutre dans la gaine est quasiment identique à celle de l'ion. La principale différence que le neutre n'est pas sensible au champ électrique, ce qui va simplifier les équations de transport.

Les ions sont simulés un à un. Chaque fois qu'un neutre rapide ou qu'une série de neutres rapides est créé (par effet «d'avalanche»), nous interrompons la simulation de l'ion pour nous occuper de celles des neutres. Puis, une fois tous les neutres traités, nous recommençons la simulation de l'ion. Le temps de simulation pour l'ion correspond au temps de l'impulsion de courant. Pour les neutres, le temps de simulation dépend de leur transport dans la gaine, soit ils atteignent la cathode avec assez d'énergie – supérieure au seuil de pulvérisation du matériau de la cathode - et on procède à l'échantillonnage, soit, au bout de quelques collisions, ils n'ont plus assez d'énergie pour pulvériser, ils sont alors éliminés

III.2.3.Principales étapes de la simulation

Nous allons présenter plus en détails les principales étapes de la simulation :

- I. Création de l'ion : sa position et son poids numérique sont déterminés grâce au terme source $S(x; t_0)$. En ce qui concerne un neutre rapide, il est créé à la position de la collision avec l'ion. Son poids statistique est le même que celui de l'ion qui l'a créé.
- II. Calcul du temps de vol de la particule (ion ou neutre). Le temps de vol est le temps pendant lequel la particule dérive dans le champ sans faire de collision. Il est lié à la fréquence totale de collision, elle-même liée aux sections efficaces de collision. Afin de simplifier le calcul du temps de vol, nous utilisons la méthode des collisions fictives. Dans ce cas, la fréquence totale de collision est constante.

Pendant le temps de vol, intégration des équations du mouvement. Pour les ions, le champ électrique est monodimensionnel et constant. Plus précisément, le champ est supposé constant entre deux points de la grille en espace. Si un ion franchit un point de la grille durant son temps de vol, le champ électrique est réajusté. A la fin du temps de vol, on vérifie si la

particule a atteint la cathode. Si c'est le cas, on procède à L'échantillonnage, sinon une collision se produit.

La quatrième étape du modèle Monte Carlo est le traitement de la collision. La collision se déroule suivant trois étapes : on détermine les caractéristiques de la particule cible, on détermine le type de collision qui va avoir lieu et enfin, on détermine les énergies de la particule incidente et cible après la collision.

A la fin de la quatrième étape, si la particule n'a pas atteint la cathode et que le temps de simulation n'est pas terminé, on détermine, à partir de la position et du temps de simulation, le nouveau champ électrique dans lequel la particule se trouve et on recommence le traitement à partir de l'étape II. [12]

III.3. Calcul du taux de pulvérisation

III.3.1 Description de la théorie de Sigmund

Sigmund décrit le phénomène de pulvérisation de la façon suivante. Un ion incident fait une série de collisions avec les atomes de la cible. Les atomes de la cible qui récupèrent suffisamment d'énergie vont pouvoir faire des collisions secondaires avec d'autres atomes et de cette manière créer une autre génération d'atomes de recul. L'ion incident et les atomes de recul énergétiques ont la possibilité d'être éjectés de la cible après une série de collisions.

L'énergie des particules éjectées provenant de la première génération constituent la plus grande part de l'énergie pulvérisée, mais ces particules ne représentent qu'une faible proportion du nombre total d'atomes pulvérisés. La distribution énergétique des atomes pulvérisés comporte un pic aux très faibles énergies. Les trajectoires des ions et des atomes de recul énergétiques sont entourées par des nuages d'atomes de recul d'ordre supérieur mais qui ont une énergie très faible. Ces atomes ont une courte portée et ils ne peuvent seulement être pulvérisés que s'ils sont situés dans les premières couches de la surface. Mais ils sont si nombreux qu'ils forment la majeure partie du flux de particules pulvérisées.[15]

Le calcul du coefficient de pulvérisation peut être fait en plusieurs étapes. Premièrement, il faut déterminer la quantité d'énergie déposée par les particules énergétiques (ions et atomes de recul) dans la zone proche de la surface. Puis il faut convertir cette énergie en nombre d'atomes de recul de faible énergie ; il faut encore déterminer le nombre de ces atomes qui sont très proches de la surface et enfin sélectionner les atomes dont l'énergie est suffisante pour dépasser l'énergie de liaison de la surface. Les paramètres d'entrée sont les sections efficaces de collisions élastiques pour les ions et les atomes et les énergies de liaisons de la surface.

Une des hypothèses fondamentales est la linéarité de la cascade, ce qui signifie que la cascade est tellement diluée qu'un atome déjà en mouvement a une probabilité nulle de rencontrer un autre atome en mouvement dans la cible. Cette théorie n'est valable ni pour les atomes lourds de haute énergie, ni pour les atomes légers de faibles énergies.

Les sections efficaces différentielles dépendent d'un coefficient m (compris entre 0 et 1) et d'une variable C qui dépend de λ_m . Suivant la région en énergie dans laquelle on se trouve, m et λ_m auront des valeurs différentes. [9].

$$d\sigma = \frac{C}{E^m T^{1+m}} dT \quad (\text{III.1})$$

Où, $d\sigma$ est la section efficace différentielle, E est l'énergie de la particule incidente et T est l'énergie de l'atome de recul. Dans l'expression du coefficient de pulvérisation, c'est la section efficace du pouvoir d'arrêt nucléaire $S_n(E)$ qui est employée. Avec la forme précédente pour la section efficace différentielle, la section efficace du pouvoir d'arrêt nucléaire s'écrit :

$$S_n(E) = \int_0^E T d\sigma = \frac{CE^{(1-2m)}}{1-m} \quad (\text{III.2})$$

Pour les collisions élastiques, m est égal à 1. Pour des énergies de l'ordre de quelques KeV et pour des particules de masses moyennes, m est égal à 1/2. Pour des énergies plus faibles, m est égal à 1/3. Pour des énergies de l'ordre de l'eV, m est égal à 0. De plus, Sigmund donne la valeur de l'énergie E^* jusqu'à laquelle l'hypothèse $m = 0$ est valable. Il y aura donc deux expressions du coefficient de pulvérisation, une valable pour des énergies inférieures à E^* et une autre pour des énergies supérieures à E^* (dans ce cas, m est égal à 1/3).

$$E^* = \left(\frac{3\lambda_{1/3}}{2\lambda_0} \right)^{2/3} \frac{M_1 + M_2}{M_2} \left(\frac{a_{12}}{a} \right)^3 \frac{Z_1 Z_2 e^2}{a_{12}} \quad (\text{III.3})$$

où λ_m est une constante sans dimension dépendant de m , a_{12} est le rayon d'écrantage, $M_{1(2)}$ et $Z_{1(2)}$ sont respectivement les masses et les numéros atomiques de la particule incidente et des atomes de la cible[20]

❖ Expression du coefficient de pulvérisation donnée par Sigmund

Il serait trop long de développer les calculs qui ont permis à Sigmund d'obtenir le coefficient de pulvérisation. Il applique l'équation de Boltzmann aux atomes en mouvement dans le solide et il arrive à résoudre de façon analytique l'équation de Boltzmann en faisant un certain nombre d'approximations (approximation des collisions binaires, milieu infini, ...), ce qui permet de s'affranchir d'une résolution numérique. Le coefficient de pulvérisation $Y(E)$ est proportionnel à l'énergie déposée dans une couche mince près de la surface; cela est déterminé par le pouvoir d'arrêt nucléaire. Sigmund obtient la formule suivante pour une incidence normale :

Pour des énergies inférieures à E^* (environ 1 KeV)

$$Y(E) = \left(\frac{3}{4\pi^2}\right) \lambda \alpha \left(\frac{M_2}{M_1}\right) E/U_0 \quad (\text{III.4})$$

Où λ est la fraction d'énergie transférée dans une collision binaire. Elle s'écrit

$$\lambda = 4M_1M_2/(M_1 + M_2)^2 \quad (\text{III.5})$$

et α est une fonction tabulée par Sigmund du rapport des masses et U_0 est l'énergie de liaison ou de sublimation. Pour des énergies supérieures à E^* (environ 1 keV)

$$Y(E) = 0.042\alpha \left(\frac{M_2}{M_1}\right) [S_n(E)/U_0] \quad (\text{III.6})$$

La relation entre le pouvoir d'arrêt nucléaire $S_n(E)$ et le pouvoir d'arrêt nucléaire réduit $s_n(\varepsilon)$ est la suivante :

$$S_n(E) = 84.78 \left[Z_1 Z_2 / (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}) \right]^{1/2} [M_1 / (M_1 + M_2)] S_n(\varepsilon) = K S_n(\varepsilon) \quad (\text{III.7})$$

On obtient alors l'expression suivante pour le coefficient de pulvérisation :

$$Y(E) = 3.56\alpha \left(\frac{M_2}{M_1}\right) \left[Z_1 Z_2 / (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2} \right] [M_1 / (M_1 + M_2)] [S_n(\varepsilon) / U_0] \quad (\text{III.8})$$

où $sn(\varepsilon)$ est le pouvoir d'arrêt nucléaire réduit en fonction de l'énergie réduite ε :

$$\varepsilon = \frac{0.03255}{Z_1 Z_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \frac{M_1}{(M_1 + M_2)} E \quad (\text{III.9})$$

Le résultat de la théorie est simple : l'expression du coefficient de pulvérisation est donnée en fonction des masses des particules cibles et incidentes, de l'énergie de ces dernières et du pouvoir d'arrêt nucléaire. On a aussi besoin de l'énergie de liaison de la cible et du coefficient α . Pour les énergies supérieures à 1 keV, il faut rajouter la charge des particules et le pouvoir d'arrêt nucléaire réduit. [21]

III.3.2. Améliorations faites par d'autres auteurs

De nombreux écarts ont été constatés par rapport à la théorie élaborée par Sigmund. La formule qu'il donne pour calculer le coefficient de pulvérisation ne traduit pas bien les expériences réalisées avec des ions légers ou des particules incidentes ayant des énergies proches du seuil de pulvérisation. En 1980, Matsunami et al. [22] proposent une première formule semi-empirique qui tient compte du seuil de pulvérisation pour une incidence normale. Trois ans plus tard, Yamamura et al. [23] présentent une nouvelle formule empirique pour le coefficient de pulvérisation sous incidence normale. Leur expression provient d'une interpolation entre une formule analytique pour la pulvérisation des ions lourds de faible énergie et une autre formule pour la pulvérisation par les ions légers de grande énergie. Cette formule inclut deux paramètres ajustables, α^* et E_{th} contenus dans l'expression suivante :

$$Y(E) 0.042 \left[\alpha^* \left(\frac{M_2}{M_1}\right) QK \frac{S_n(\varepsilon)}{U_0 (1 + 0.35 U_0 S_n(\varepsilon))} \right] \left[1 - \left(\frac{E_{th}}{E}\right)^{1/2} \right]^{2.8} \quad (\text{III.10})$$

Avec E est l'énergie des ions incidents, Q est un paramètre empirique.

U_0 est l'énergie de liaison ou de sublimation.

α^* est une fonction du rapport M_2/M_1 , dont la dépendance en fonction du rapport de masses peut être déterminée par la méthode des moindres carrés.

K est un facteur de conversion entre les sections efficaces du pouvoir d'arrêt nucléaire en fonction de l'énergie réduite et en fonction de l'énergie incidente, soit $S_n(E) = K s_n(\varepsilon)$, $s_n(\varepsilon)$ et $s_n(\varepsilon)$ sont les sections efficaces des pouvoirs d'arrêt nucléaire et électronique, données par Lindhard et al. en fonction de l'énergie réduite ε qui dépend du potentiel d'interaction choisi et E_{th} correspond à l'énergie du seuil de pulvérisation. [24]

En 1984, Matsunami et Yamamura[22], utilisent la formule précédente et donnent une première compilation de coefficients de pulvérisation pour différents couples ion incident - atome de la cible. Cette formule inclut la section efficace de pouvoir d'arrêt électronique, ce qui permet de faire des calculs même pour des ions légers.

Bohdansky [25] a eu la même démarche de calculer le coefficient de pulvérisation près du seuil et pour des particules incidentes légères. Il obtient l'expression suivante pour le coefficient de pulvérisation en fonction de l'énergie de la particule incidente:

$$Y(E) = 0.042 \left[\alpha^* \left(\frac{M_2}{M_1} \right) \frac{s_n(\varepsilon)}{U_0} \right] \left[1 - \left(\frac{E_{th}}{E} \right)^{2/3} \right] \left[1 - \left(\frac{E_{th}}{E} \right) \right]^2 \quad (\text{III.11})$$

On peut donc ajuster les paramètres de cette formule avec les résultats expérimentaux. Les paramètres ajustables α^* et E_{th} peuvent être déterminés pour chaque couple ion - cible. Les collisions de type inélastiques ne sont pas prises en compte explicitement dans la formule, mais elles sont incluses dans le premier des deux paramètres ajustables.

Nous faisons juste quelques remarques sur les taux de pulvérisation donnés par ces théories : Ils ne sont valables que pour les matériaux mono-atomiques, les composés ne sont pas traités.

Ils sont fonction des masses et des numéros atomiques des particules incidente et cible.

Ils utilisent des paramètres semi-empiriques lissés à partir de données expérimentales.

Le taux de pulvérisation est souvent donné pour un faisceau de particules arrivant sur

le matériau avec une incidence normale à la surface.

Une des théories a été développée par Y. Yamamura et H. Tawara [22]

C'est cette méthode que nous avons utilisée : nous allons la décrire dans le paragraphe suivant.

III.3.3. Model de Yamamura et al.

En 1996, Yamamura et Tawara [22] donnent une nouvelle formule semi-empirique pour le coefficient de pulvérisation. Ils extrapolent deux formules, une pour les ions lourds et une autre pour les ions légers. Ils obtiennent alors une formule "universelle" pour le coefficient de pulvérisation. En plus de cette formule, Yamamura et Ishida [26] ont développé un code Monte Carlo - ACAT - qui calcule le coefficient de pulvérisation en faisant l'approximation des collisions binaires. Ils donnent alors une compilation de données en y incluant leurs résultats de calcul[27]

Si on considère une particule incidente de masse atomique M_1 et de numéro atomique Z_1 , un matériau cible composé d'atomes de masse atomique M_2 et de numéro atomique Z_2 , le taux de pulvérisation pour une incidence normale $Y(E)$ s'écrit :

$$Y(E) = 0.042 \left[\alpha^* \left(\frac{M_2}{M_1} \right) \frac{S_n(\varepsilon)}{U_0} \right] \left[1 - \left(\frac{E_{th}}{E} \right)^{2/3} \right] \left[1 - \left(\frac{E_{th}}{E} \right) \right]^2 \quad (\text{III.12})$$

Avec E énergie en eV et où ε est l'énergie réduite :

$$\varepsilon = \frac{0.03255}{Z_1 Z_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \times \frac{M_2}{M_2 + M_1} E \quad (\text{III.13})$$

$S_n(\varepsilon)$ et $k\varepsilon^{0.3}$ représentent, respectivement, les pouvoirs d'arrêt nucléaire et électronique :

U_s est l'énergie de sublimation que l'on suppose égale à l'énergie de liaison. $Q(Z_2)$ et s sont des paramètres empiriques à ajuster avec les données expérimentales. Le facteur Γ permet de pondérer le pouvoir d'arrêt électronique en fonction de la masse de la particule incidente. En

effet, les pertes d'énergie par collisions avec les électrons du matériau ne sont pas négligeables pour les ions légers. Ce facteur s'écrit:

$$\Gamma = \frac{W(Z_2)}{1+(M_1/7)^3} \quad (\text{III.14})$$

Où W est un paramètre empirique, caractéristique du matériau. α^* dépend du rapport des masses M_1/M_2 et représente les phénomènes collisionnels inélastiques. Il a été tabulé pour un grand nombre de couples projectile/cible ce qui permet à Yamamura d'obtenir une formule lissée pour ce coefficient :

$$\alpha^* = 0.249 \left(\frac{M_2}{M_1}\right)^{0.56} + 0.0035 \times \left(\frac{M_2}{M_1}\right)^{1.5} \text{ pour } M_1 \geq M_2 \quad (\text{III.15})$$

$$\alpha^* = 0.0875 \left(\frac{M_2}{M_1}\right)^{-0.15} + 0.165 \times \left(\frac{M_2}{M_1}\right) \text{ Pour } M_1 \leq M_2 \quad (\text{III.16})$$

Le seuil de pulvérisation E_{th} a lui aussi été tabulé à partir de données expérimentales. Yamamura en donne alors une expression générale dans laquelle ce coefficient ne dépend que de l'énergie de liaison et des masses du projectile et de la cible :

$$\frac{E_{th}}{U_s} = \frac{6.7}{\gamma} \quad \text{Pour } M_1 \geq M_2 \quad (\text{III.17})$$

$$\frac{E_{th}}{U_s} = \frac{1+5.7 \times (M_1/M_2)}{\gamma} \quad (\text{III.18})$$

Avec :

$$\gamma = \frac{4M_1M_2}{(M_1+M_2)^2} \quad (\text{III.19})$$

- **Taux de pulvérisation des ions en fonction des énergies d'atomes**

Les ions bombardant la cathode provoquent l'émission d'électrons secondaires, nécessaires à l'auto-entretien de la décharge. Ces ions incidents sont aussi à l'origine de la pulvérisation. Si leur énergie est supérieure à l'énergie seuil de pulvérisation, alors des atomes

du matériau cathodique peuvent être arrachés. La pulvérisation est caractérisée par un taux qui dépend des conditions et plus particulièrement de l'énergie des ions incidents à la cathode,

Les particules métalliques présentes dans la décharge peuvent donc être ionisées. Si ces ions métalliques atteignent la gaine, ils vont alors être accélérés dans le champ électrique et provoquer à leur tour la pulvérisation du matériau cathodique. C'est le phénomène d'auto-pulvérisation [28]

III.4. Modèle numérique – SRIM2008 (TRIM)

III.4.1. Généralités

Parallèlement aux modèles théoriques présentés au paragraphe précédent, il existe aussi des modèles numériques permettant d'évaluer la pulvérisation d'un matériau.

Pour estimer la distribution énergétique des atomes pulvérisés et des ions réfléchis, on a utilisé un logiciel de simulation : SRIM2008 : « Stopping and Range of Ions in the Matter » développé par Ziegler et al [29]. On a choisi ce programme car il est facilement accessible sur le web. Ce logiciel se compose de plusieurs modules qui peuvent calculer le parcours des ions dans la matière. Parmi ces modules, celui qui a été utilisé est le module TRIM :

« Transport of Ions in the Matter » . Il permet de considérer des cibles complexes: des alliages ou des cibles composées de 8 films différents. Il considère tous les phénomènes cinétiques liés à la perte d'énergie des ions : pulvérisation, ionisation, production de phonons. Il peut également déterminer les cascades de collisions qui ont lieu dans la cible, et indiquer ainsi les atomes qui atteignent la surface avec leur énergie respective. La méthode de calcul employée est basée sur un code de type Monté Carlo qui simule le transport et l'interaction d'un faisceau d'ions à la surface d'un matériau cible et qui permet aussi de déterminer le taux de pulvérisation. Ce modèle, comme pour la théorie de Sigmund, fait l'hypothèse de collisions binaires : il s'applique donc plutôt pour des énergies bien supérieures au seuil de pulvérisation.

Le modèle possède plusieurs paramètres d'entrée (énergie de déplacement, lattice binding énergie) mais le plus important, pour la partie pulvérisation, est l'énergie de liaison du matériau cible : les autres paramètres influencent moins sur les résultats. [30]

III.3.3. Taux de pulvérisation calculé par SRIM

Pour cette étude, on a configuré le module TRIM pour traiter de manière précise la pulvérisation d'une cible. Ce mode s'intitule « Surface Sputtering / Monolayer Collision steps» dans le logiciel. Par ailleurs, SRIM2008 permet également de paramétrer l'énergie de surface U_s , l'énergie de déplacement U_d , ainsi que l'énergie de liaison interne U_{int} des atomes de la cible. Ce dernier paramètre correspond à la perte d'énergie de l'atome quand celui-ci quitte sa position dans le matériau.

Comme pour la formule de Yamamura et al [23], le modèle SRIM a été validé pour les métaux. Nous avons donc effectué le calcul pour le cuivre, l'aluminium et l'argent soumis au bombardement des particules d'argon, xénon, néon et d'Oxygène. Les paramètres d'entrée utilisés dans SRIM2008 sont les paramètres de défauts du modèle

III.5. Caractéristiques des métaux utilisés

III.5.1. Aluminium

Métal mou et léger, l'aluminium est néanmoins résistant avec un aspect gris mat. Celui-ci provient d'une mince couche d'oxydation (cinq à dix nanomètres) qui se forme spontanément quand il est exposé à l'air. Cette couche empêche la corrosion de progresser dans des conditions normales.

À la différence de la plupart des métaux, il est utilisable même s'il est oxydé en surface. D'ailleurs, sans cette couche d'oxyde, il serait inadapté à la plupart de ses applications. L'anodisation permet d'augmenter artificiellement l'épaisseur de cette couche d'oxydation, afin d'accroître la protection et de décorer les pièces (par coloration de la couche d'oxyde). Contrairement à l'aluminium qui est un très bon conducteur, l'oxyde d'aluminium est un excellent isolant.

La densité de l'aluminium est trois fois plus faible que celle du cuivre. Deuxième métal le plus malléable et sixième plus ductile, l'aluminium est facilement usiné ou moulé. Il est paramagnétique et ne provoque pas d'étincelles. L'aluminium devient transparent dans les ultraviolets extrêmes quand il est bombardé par un laser à électrons libres.

- **Utilisation de l'aluminium**

La légèreté et la bonne conductivité thermique et électrique de l'aluminium en font le deuxième métal le plus utilisé après le fer, aussi bien en tonnage qu'en valeur. On ajoute au

métal pur fragile et mou d'autres éléments comme le cuivre ou le silicium pour former des alliages aux utilisations variées : automobile, emballage, construction, électronique, feux d'artifice, etc. [31]

III.5.2. Cuivre

Métal de couleur rouge ou orangée, le cuivre est ductile et malléable. Il possède une très grande conductivité électrique et présente une certaine résistance à la corrosion. Le cuivre présente aussi des propriétés antisalissure.

- **Utilisation du cuivre**

Le cuivre est présent dans de nombreux alliages, notamment dans les radiateurs et les échangeurs de chaleur. Sa bonne conductivité électrique (la meilleure parmi les métaux non précieux) et thermique en fait un matériau de choix en télécommunications, dans le bâtiment, les transports ou encore le domaine de l'énergie. Les circuits intégrés et les circuits imprimés possèdent de plus en plus de cuivre. On utilise aussi le cuivre dans les tubes à vide et les guides d'onde.

En architecture, le cuivre peut servir comme matériau de couverture étanche, sur les toits par exemple. Dans les alliages avec le nickel, le cuivre est employé en construction navale pour sa bonne tenue à la corrosion.

Les composés cuivrés, minoritaires dans l'utilisation du cuivre, servent notamment dans les fongicides. Parmi les alliages de cuivre, notons le laiton (cuivre et zinc, pour les douilles d'obus et les matériaux à mémoire de forme notamment) et le bronze (cuivre et étain, matériaux de frottement). [32]

III.5.3. Argent

L'argent compte parmi les métaux précieux que l'homme a découverts et utilisés. Nombreuses ont été les civilisations qui donnèrent une grande valeur à l'argent, ne citons que les Égyptiens, les Grecs et les Espagnols.

L'utilisation du métal argent s'étend sur divers domaines. L'orfèvrerie et la fabrication de monnaie sont les plus répandues mais il est aussi indispensable dans la joaillerie, la photographie, la musique, le mécanique, l'électronique sans parler des objets conçus en argent incluant l'argenterie. L'argent est également employé pour revêtir les surfaces lisses de miroir, remplacé par l'aluminium aujourd'hui.

- **Utilisation du L'argent**

Ce métal est tout à fait utilisable pour la fabrication des instruments de musique. Afin de recouvrir certains fils de guitare, il est utilisé comme plaquage. C'est généralement pour les cordes graves que ce procédé est mis en place. Les bobines en argent pour actionner les tweeters d'un haut-parleur sont également non négligeables en matière de sonorisation. C'est également pendant la période après la seconde guerre mondiale que l'argent fût usité dans la photographie.

5600 tonnes d'argent ont été exploitées dans ce domaine étant donné que le marché de la photographie. Cependant l'avènement du numérique a conduit à ce que l'utilisation dans ce domaine d'application soit en pleine décroissance. Il n'existe plus qu'un nombre minime de photographes qui utilise l'argentique pour développer leur photo. [33]

III.6. Caractéristiques des gaz utilisés

III.6.1. Argon

L'argon est un gaz inerte sans couleur, sans saveur ni odeur. Le liquide présente les mêmes particularités. Sa solubilité dans l'eau est environ 2,5 fois celle de l'azote.

Très peu de composés chimiques incluant de l'argon sont connus. Le fluor hydrure d'argon HArF et le dication ArCF_2^{2+} ont été obtenus.

Symbole : Ar

Numéro atomique : 18

Électrons par niveau d'énergie : 2, 8, 8

Série : gaz rares

Groupe, période, bloc : 18 (VIII A), 3, p

- **Utilisation de l'argon**

Comme gaz inerte, l'argon est employé en chimie fine, dans les extincteurs, le soudage à l'arc TIG et certains vitrages isolants. On l'utilise aussi pour la conservation de la viande. L'argon ne réagit pas avec le filament d'une lampe à incandescence, même s'il est porté à très haute température.[34]

III.6.2. Néon

Le néon fut découvert en 1898 par Ramsey et Travers. Au cours de la même expérience, les deux hommes isolèrent aussi le krypton et le xénon. Le nom du néon provient du grec *neon*, qui signifie « nouveau ».

Le néon est le deuxième gaz noble le plus léger. Dans des tubes de décharge de vide ou des lampes au néon, il est d'une couleur rouge-orangé et présente la plus intense décharge parmi les gaz rares. Le néon a la particularité d'avoir une capacité de frigorification 40 fois plus élevée à volume égal que l'hélium liquide et trois fois plus élevée que celle de l'hydrogène liquide.

Bien que considérés comme inertes, des ions contenant du néon ont été produits en laboratoire, comme Ne^+ , $(\text{NeAr})^+$, $(\text{NeH})^+$ et $(\text{HeNe})^+$.

- **Utilisation du néon**

Les principales applications du néon concernent les tubes néon, notamment dans les signaux publicitaires. Ce gaz est aussi utilisé dans les lampes témoins, dans certains écrans de télévision (plasma), ainsi que dans certains lasers. Un autre important domaine d'application est la réfrigération, notamment quand la gamme de températures à atteindre ne nécessite pas d'hélium ou d'hydrogène liquide.[35]

III.6.3. Xénon

Le xénon est l'élément chimique de numéro atomique 54, de symbole Xe. C'est un gaz noble, inodore et incolore. Dans une lampe à décharge, il émet une lumière bleue.

Le xénon est le plus rare et le plus cher des gaz nobles, à l'exception du radon dont tous les isotopes sont radioactifs.

Étymologiquement, le nom de « xénon » dérive du mot grec *ξένος* (*xenos*), se traduisant par « étranger ». Ce nom vient du fait que le xénon a été découvert sous forme de « gaz inconnu, étranger » dans le krypton lors des identifications successives des gaz rares (argon, krypton, xénon) à la fin du XIXe siècle.

Le xénon a été découvert en 1898 par William Ramsay et par Morris William Travers par analyse spectrale de « résidus » de l'air dont on avait éliminé l'oxygène et l'azote.

On extrait le xénon par distillation de l'air. Pour distiller de l'air, il faut le rendre liquide en le compressant (il s'échauffe en restant gazeux, mais en le maintenant compressé et en le

refroidissant, il se liquéfie). On peut alors extraire le xénon par distillation fractionnée de l'air devenu liquide.

- **Utilisation du xénon**

En optique, le xénon est retrouvé dans les lampes à décharge. Il permet en effet de produire une lumière proche de celle du soleil à midi. Ces lampes équipent aussi depuis peu certains phares d'automobiles, à la lumière légèrement bleutée. Un mélange de xénon et de néon est employé dans les cellules des écrans plasma. Un effet laser lié au xénon a été découvert en 1962. Au sein des moteurs ioniques dans le domaine spatial, c'est le xénon qui est le plus couramment utilisé. Le xénon est aussi employé en imagerie médicale et parfois en anesthésie. [36]

III.6.4.Oxygène

L'oxygène est l'élément chimique de numéro atomique 8, de symbole O. C'est la tête de file du groupe des chalcogènes, souvent appelé groupe de l'oxygène. Découvert indépendamment en 1772 par le Suédois Carl Wilhelm Scheele à Uppsala et en 1774 par le britannique Joseph Priestley en Wiltshire, l'oxygène est plus soluble dans l'eau que ne l'est l'azote.

L'oxygène est un non-métal qui forme très facilement des composés, notamment des oxydes, avec pratiquement tous les autres éléments chimiques. Cette facilité se traduit par des énergies de formation élevées mais, cinétiquement, le dioxygène est souvent peu réactif à température ambiante. Ainsi un mélange de dioxygène et de dihydrogène, de fer ou de soufre, etc.,

- **Utilisation de l'oxygène**

Dans l'industrie, on prépare l'oxygène, en même temps que l'azote, par distillation fractionnée de l'air liquide. Il est stocké et livré gazeux dans des tubes d'acier, sous une pression de 200 bars, ou sous forme liquide dans des récipients isolants.

Le dioxygène est un produit d'une grande importance industrielle et pratique : sa production, à l'échelle mondiale, est d'environ 100 millions de tonnes par an, et la France y joue un rôle de premier plan en tant que producteur.

Depuis les années 1950, l'oxygène est utilisé à la place de l'air pour l'affinage de la fonte par oxydation contrôlée : cette opération permet d'éliminer partiellement le carbone de la fonte sortant du haut fourneau, et presque totalement le phosphore et le soufre, pour produire l'acier. Pour cette utilisation, un réseau d'oxyducs de 3 000 km a été construit en Europe occidentale. le dioxygène est également utilisé comme comburant dans les fusées spatiales (où il est stocké sous forme liquide) et dans les chalumeaux (soudage, oxycoupage, perforation du béton...). Il intervient aussi dans différentes applications médicales, où il est utilisé dans les traitements d'insuffisances respiratoires et en réanimation. [37]

III.7. Résultats de la simulation :

Les résultats ont été simulés en utilisant le logiciel SRIM. Cet outil de simulation est le plus utilisé dans ce genre d'étude. Le principe de ce travail consiste à envoyer un faisceau d'ions accélérés sur la façade d'un matériau ce qui permet ainsi d'introduire un élément (sous forme d'ion) dans la zone superficielle de ce matériau avec une concentration et une profondeur contrôlées. Les résultats obtenus sont présentés dans ce qui suit :

La Figures III.1, la Figure III.2 et la Figure III.3 qui montrent le coefficient de pulvérisation des 3 métaux (Cu, Ag, Al) par des ions d'argon, Xénon, et l'oxygène par des ions de Néon.

Les particules métalliques présentes dans la décharge peuvent être donc ionisées. Si ces ions métalliques atteignent la gaine, ils seront alors accélérés dans le champ électrique et provoqueront à leur tour la pulvérisation du matériau cathodique. C'est le phénomène d'auto-pulvérisation.

III.7.1. Gaz de l'Ar

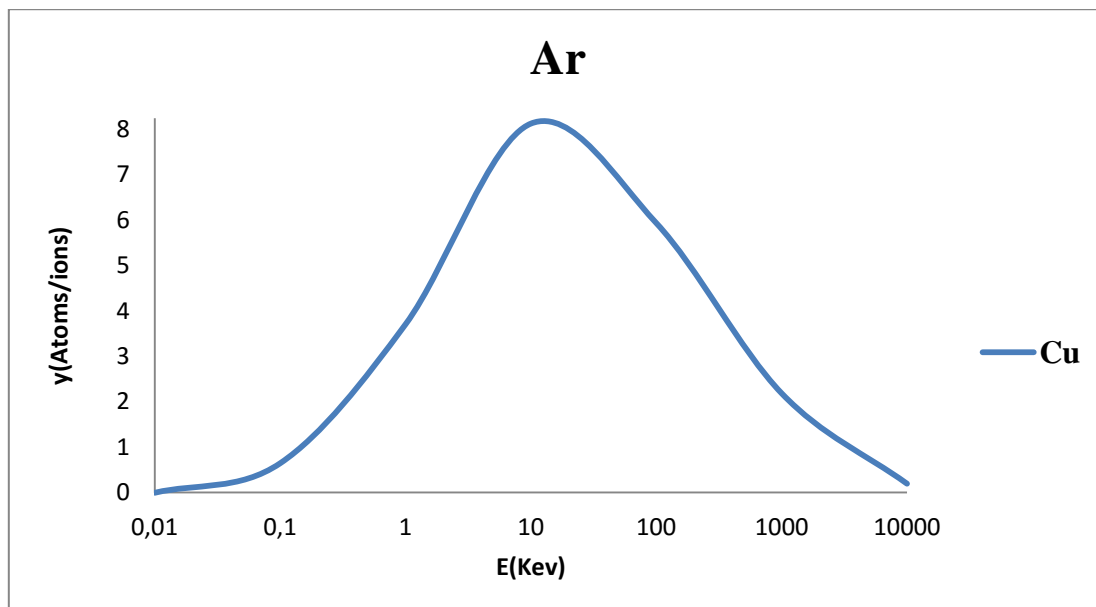


Figure III. 1: Taux de pulvérisation de Cuivre en fonction d'ions de bombardement du Argon en incidence normale calculé par SRIM2008

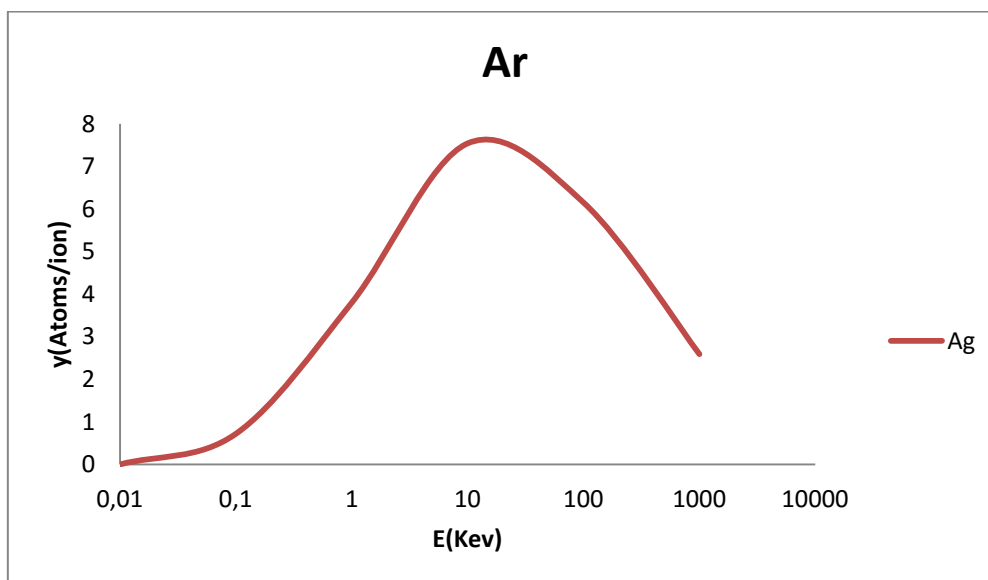


Figure III. 2. : Taux de pulvérisation d'Argent en fonction d'ions de bombardement du Argon en incidence normale calculé par SRIM2008

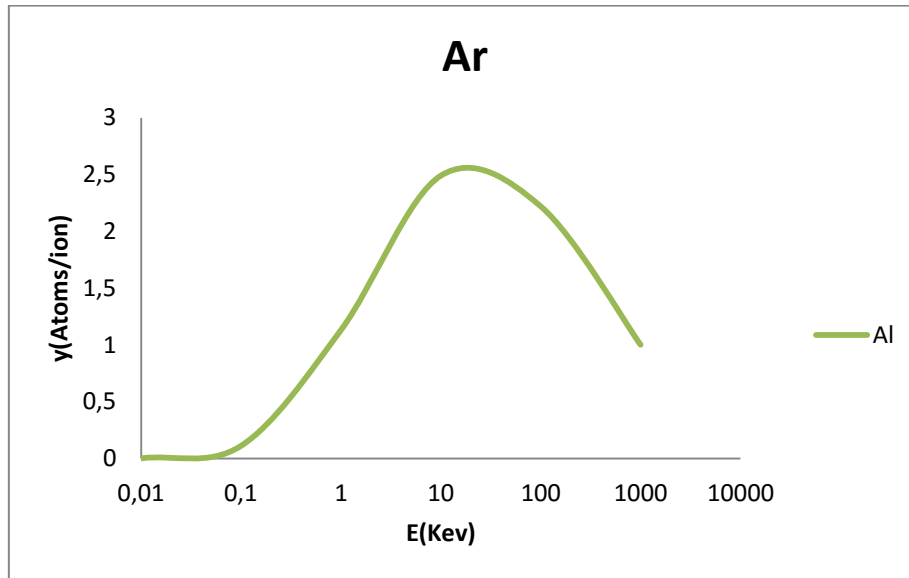


Figure III. 3. : Taux de pulvérisation d'Aluminium en fonction d'ions de bombardement de l'Argon en incidence normale calculé par SRIM2008

Nous pouvons remarquer sur les figures (III.1, III.2, III.3) que pour le taux de pulvérisation électrique de cuivre, d'argent et d'aluminium en fonction de l'énergie des ions d'argon, le phénomène de pulvérisation cathodique débute à partir d'une énergie de 30 ev

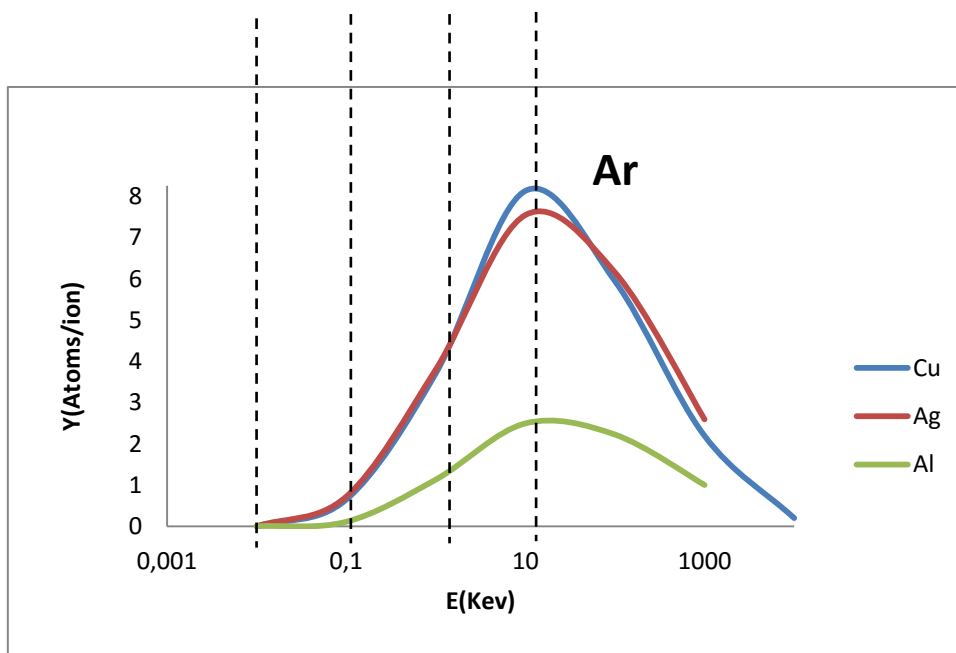


Figure III.4. : Variations du coefficient de pulvérisation du cuivre, de l'argent et de l'aluminium en fonction de l'énergie des ions d'argon incidents

Le coefficient de pulvérisation du cuivre est supérieur à celui d'argent et de l'aluminium pour des énergies supérieures à 30 eV.

On distingue cinq zones dans la figure III.4 représentant les variations du coefficient de pulvérisation $Y(E)$ avec l'énergie.

Zone I, l'énergie est trop basse pour que la pulvérisation puisse avoir lieu. Il n'existe pas réellement de seuil de pulvérisation.

Zone II, la pulvérisation devient possible. Les particules incidentes ont suffisamment d'énergie pour que les atomes puissent briser les liaisons qui les lient à la surface. Le coefficient augmente rapidement pour une faible variation de l'énergie.

Zone III, le coefficient augmente de façon linéaire avec l'énergie des particules incidentes.

Ces valeurs de coefficient sont suffisamment élevées pour pouvoir réaliser des dépôts.

Zone IV, Les particules incidentes pénètrent plus profondément dans la cible quand leur énergie augmente et les atomes de recul seront créés en plus grande quantité. Le coefficient de pulvérisation est supérieur à un. Il y a donc plus de particules éjectées que de particules incidentes.

Le coefficient de pulvérisation passe par un maximum dans la **zone V**. La profondeur de pénétration des particules incidentes est suffisamment grande pour provoquer la diminution du coefficient de pulvérisation. Les particules incidentes pénètrent si profondément dans la cible que les atomes de recul ne pourront s'échapper.

En conclusion, nous pouvons décomposer la courbe du coefficient de pulvérisation en fonction de l'énergie de la particule incidente en trois grandes parties. Dans la région du seuil de pulvérisation, aucune particule n'a une énergie suffisante pour que des particules de la cible soient éjectées. Puis, le coefficient augmente avec l'énergie de la particule incidente.

Et, enfin, le coefficient passe par un maximum dû à une plus grande profondeur de pénétration. [38]

III.7.2. Gaz de Xe

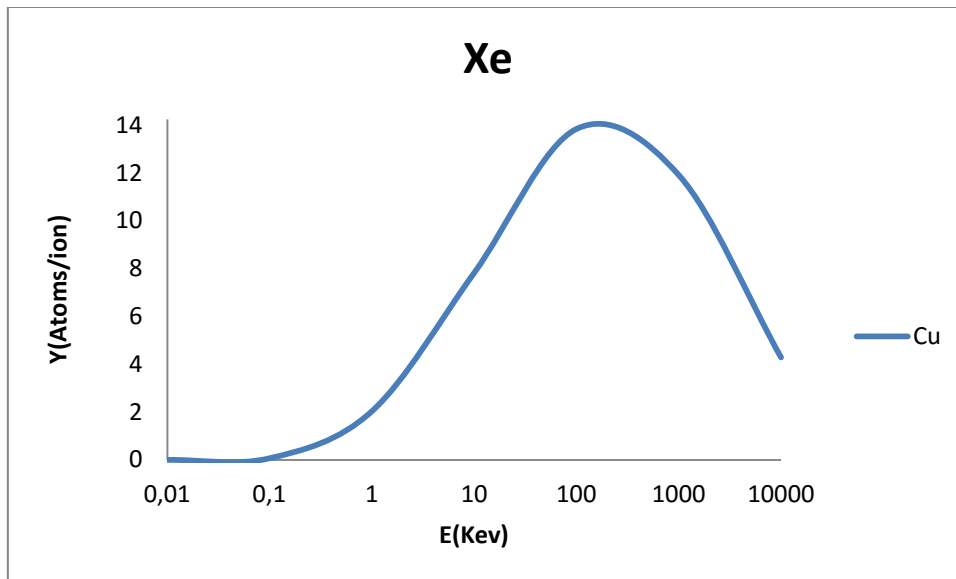


Figure III. 5: Taux de pulvérisation du cuivre en fonction d'ions de bombardement du Xénon incidence normale calculé par SRIM2008

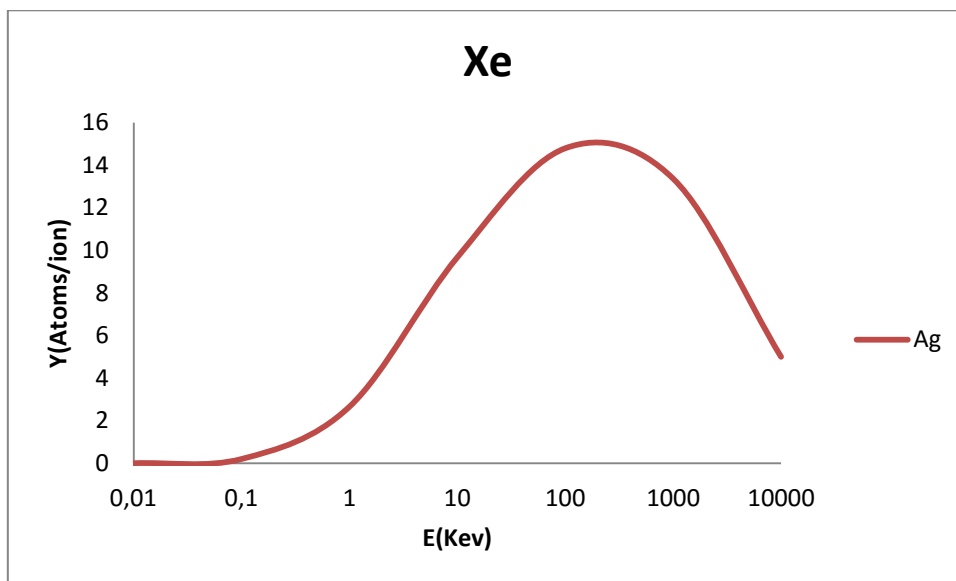


Figure III. 6: Taux de pulvérisation d'Argent en fonction d'ions de bombardement du Xénon incidence normale calculé par SRIM2008

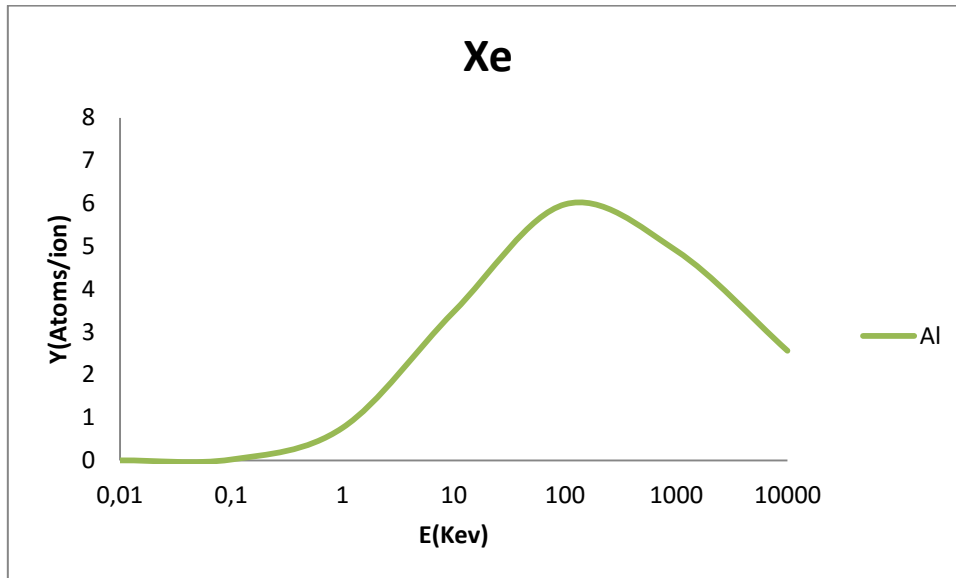


Figure III. 7.: Taux de pulvérisation de l'aluminium en fonction d'ions de bombardement du Xénon incidence normale calculé par SRIM2008

Nous pouvons remarquer sur les figures (III.5, III.6, III.7) que pour le taux de pulvérisation électrique de cuivre, d'argent et d'aluminium en fonction de l'énergie des ions de xénon, le phénomène de pulvérisation cathodique débute à partir d'une énergie 100 ev.

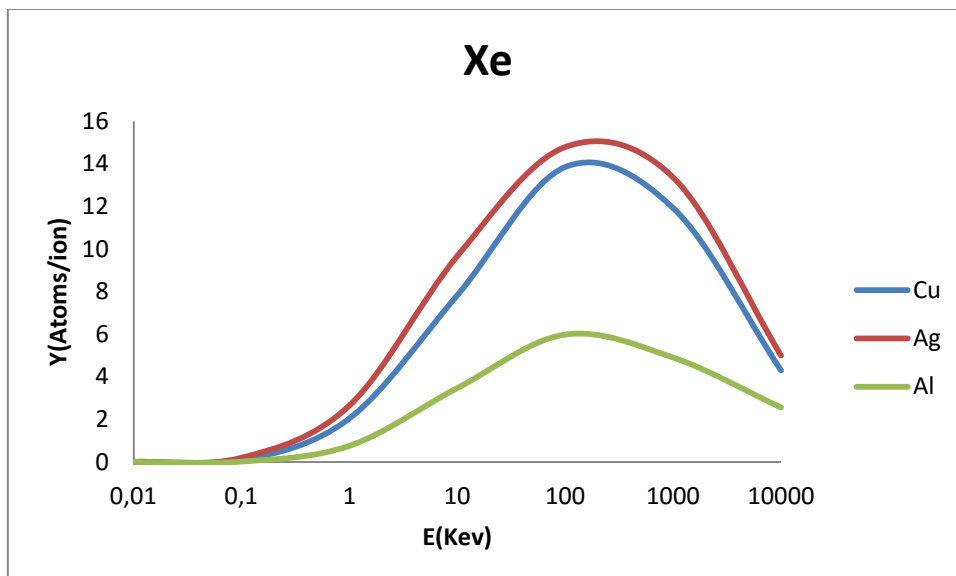


Figure III.8 : Variations du coefficient de pulvérisation du cuivre, de l'argent et de L'aluminium en fonction de l'énergie des ions de Xénon incidents

Le coefficient de pulvérisation d'argent est supérieur à celui de cuivre et de l'aluminium pour des énergies supérieures à 100 eV.

On a remarqué que le graphe présente trois zones caractéristiques :

Dans la première zone (0 à 0.1 Kev) l'énergie est trop basse pour que la pulvérisation puisse avoir lieu. Il n'existe pas réellement de seuil de pulvérisation.

Dans la deuxième zone (0.1 à 10 Kev) la pulvérisation devient possible et le coefficient augmente de façon linéaire avec l'énergie des particules incidentes jusqu'à une valeur maximale de taux de pulvérisation pour pouvoir réaliser des dépôts.

Dans la troisième zone (10 à 10000 Kev) on remarque une diminution linéaire du coefficient de pulvérisation.

III.7.3. Gaz de Ne

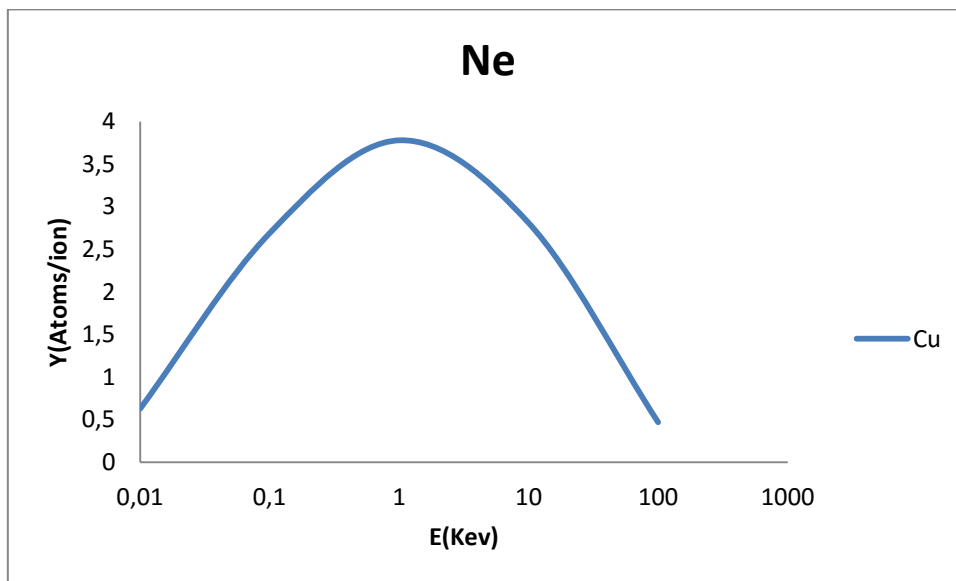


Figure III.9 : Taux de pulvérisation du cuivre en fonction d'ions de bombardement du Néon.
- incidence normale calculée par SRIM2008

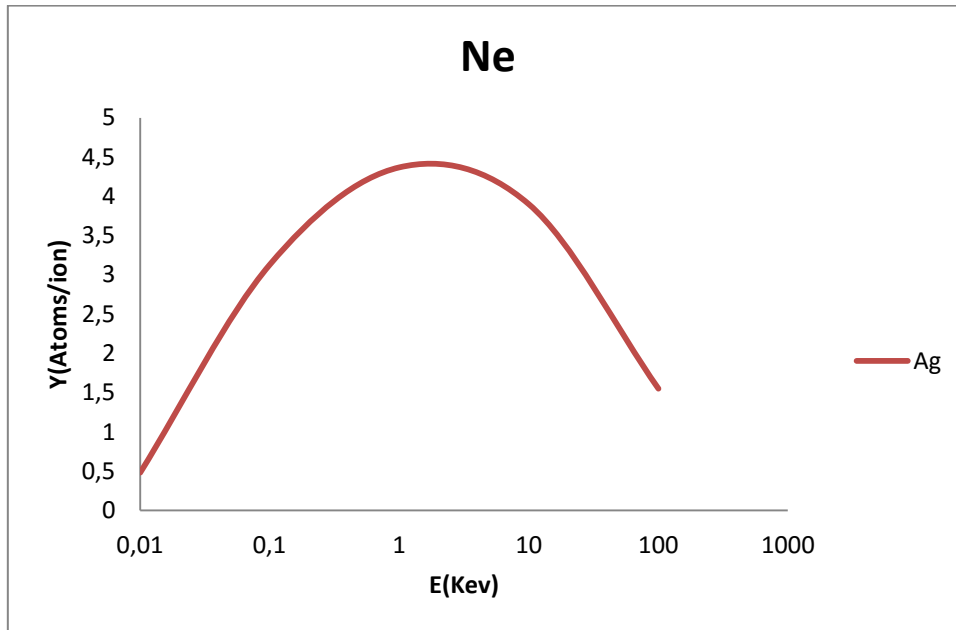


Figure III.10 : Taux de pulvérisation du l'argent en fonction d'ions de bombardement du Néon.- incidence normale calculée par SRIM2008

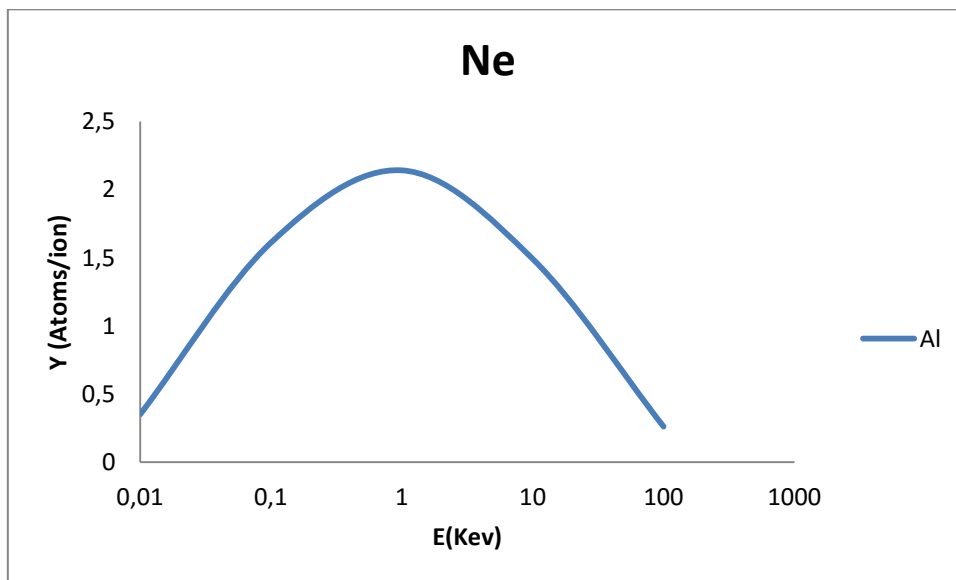


Figure III.11 : Taux de pulvérisation du l'Aluminium en fonction d'ions de bombardement du Néon incidence normale calculé par SRIM2008

Nous pouvons constater sur les figures (III.9, III.10, III.11) que pour le taux de pulvérisation électrique de cuivre , d'argent et d aluminium en fonction de l énergie des ions de Néon on a remarqué que le début de phénomène de pulvérisation cathodique a une énergie

de 10 ev. Dans ce cas on peut remarquer que Le logiciel SRIM 2008 ne donne des simulations pour des énergies inférieures à 10ev.

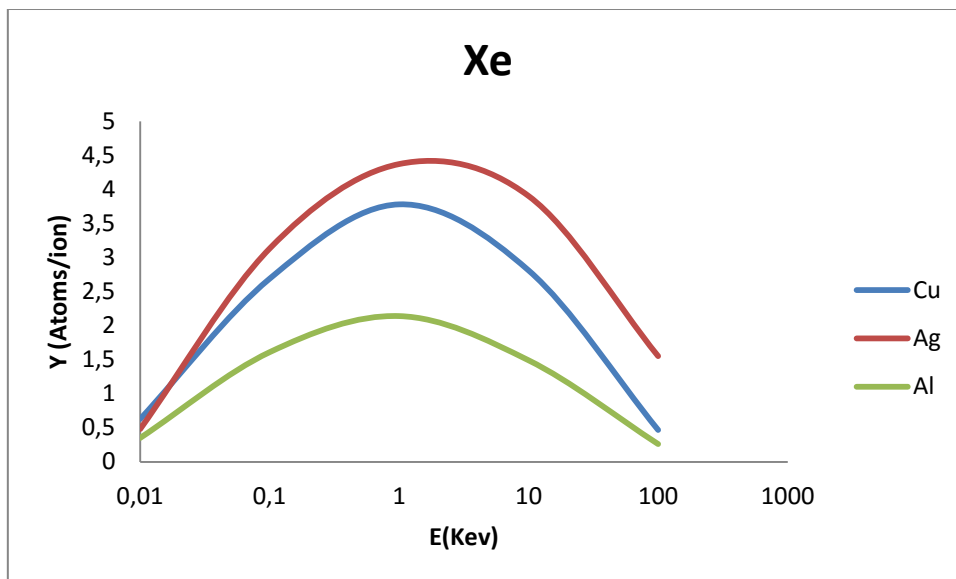


Figure III.12 : Variations du coefficient de pulvérisation du cuivre, de l'argent et de l'aluminium en fonction de l'énergie des ions incidents du Néon

Le coefficient de pulvérisation d'argent est supérieur à celui de cuivre et de l'aluminium, pour des énergies supérieures à 10 eV.

III.7.4. Gaz de l'Oxygène

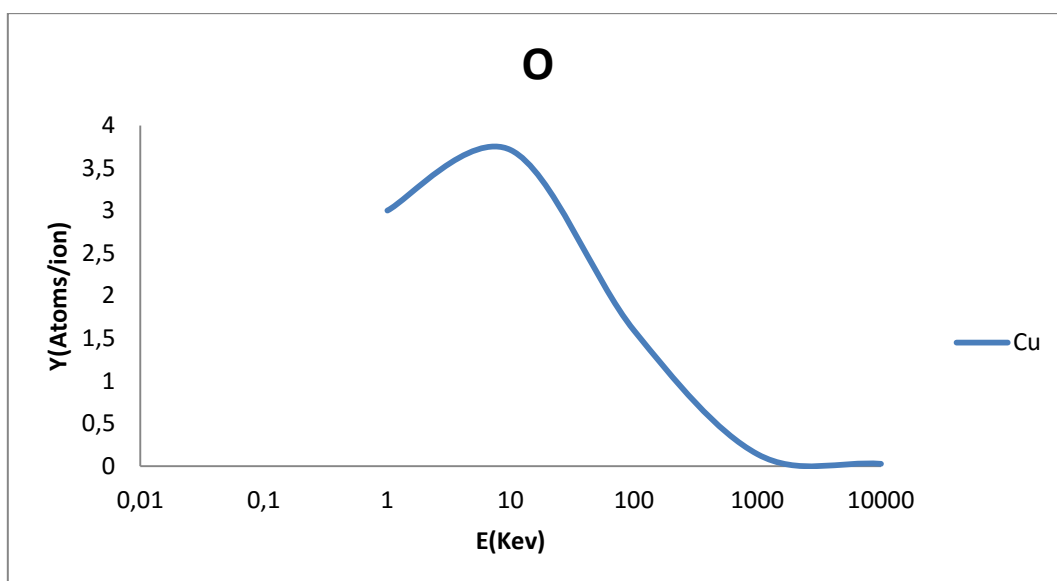


Figure III.13 : Taux de pulvérisation du cuivre en fonction d'ions de bombardement de l'Oxygène.- incidence normale calculée par SRIM2008

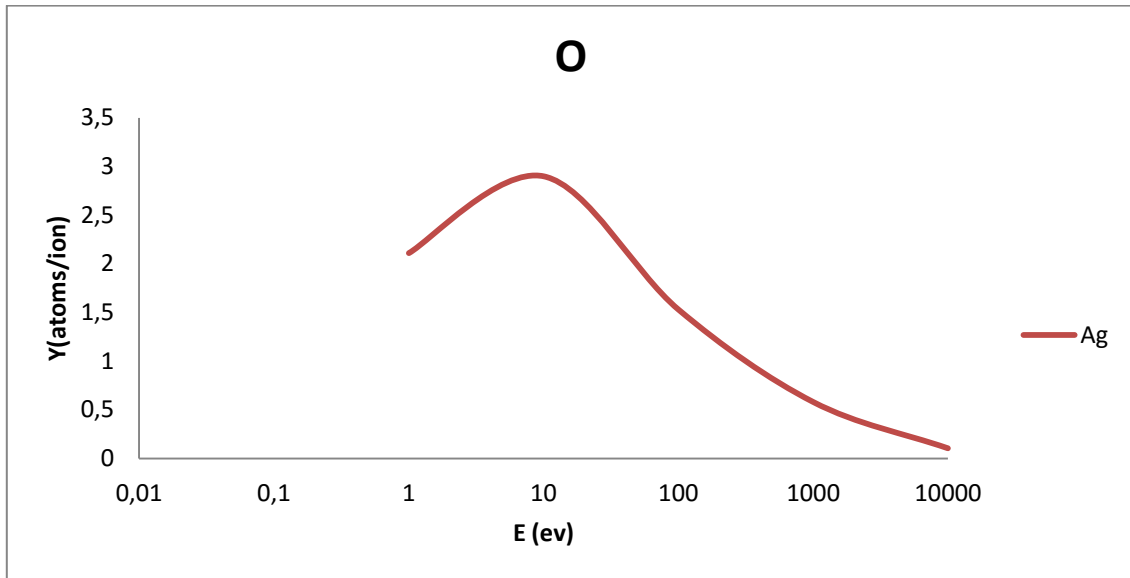


Figure III.14 : Taux de pulvérisation de l'argent en fonction d'ions de bombardement de l'Oxygène.- incidence normale calculée par SRIM2008

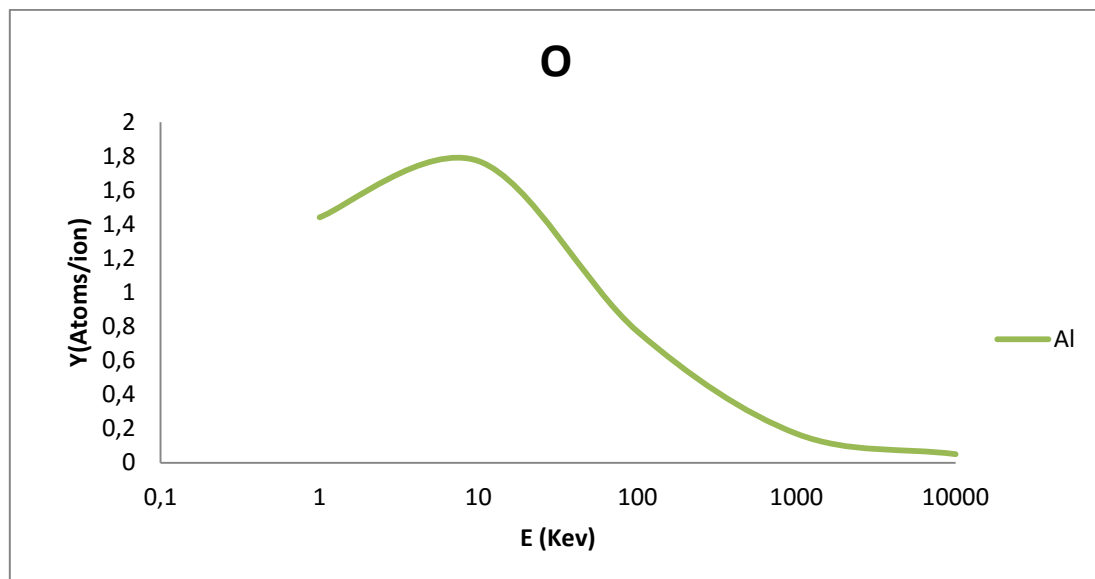


Figure III.15 : Taux de pulvérisation de l'Aluminium en fonction d'ions de bombardement de l'Oxygène.- incidence normale calculée par SRIM2008

Nous pouvons constater sur les figures (III.13, III.14, III.15) que pour le taux de pulvérisation électrique de cuivre, d'argent et d'aluminium en fonction de l'énergie des ions d'Oxygène, on a remarqué que le phénomène de pulvérisation cathodique débute à une énergie de 1 Kev. Dans ce cas on peut remarquer que Le logiciel SRIM 2008 ne donne des simulations pour des énergies inférieures à 1 Kev.

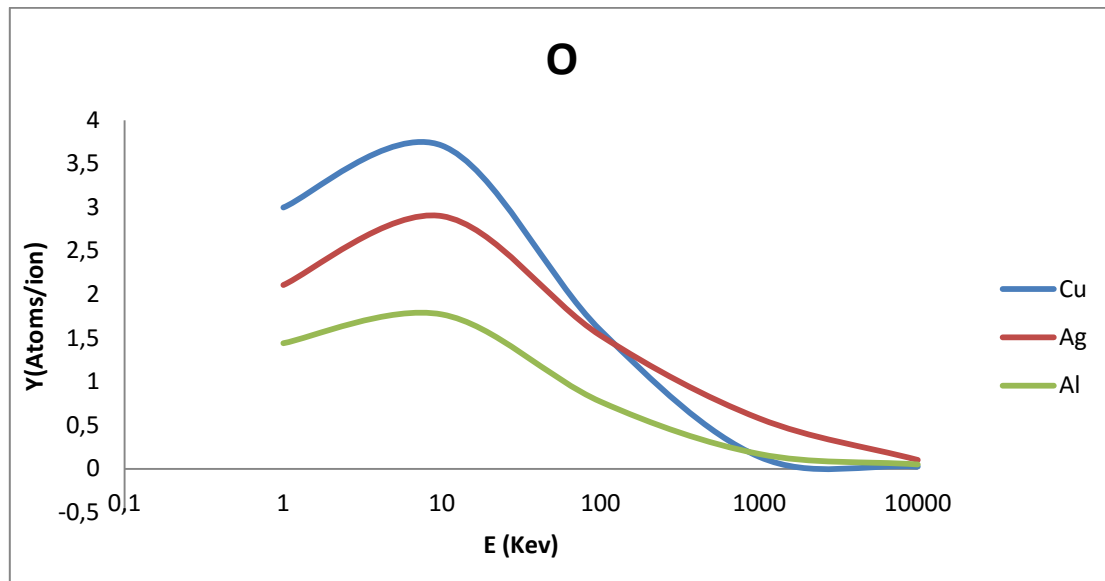


Figure III.16: Variations du coefficient de pulvérisation du cuivre, de l'Argent et de l'aluminium en fonction de l'énergie des ions incidents de l'Oxygène.

Le coefficient de pulvérisation d'argent est supérieur à celui de cuivre et de l'aluminium, pour des énergies supérieures à 1 KeV et en remarque que le rendement est très faible.

III.8. Comparaison générale

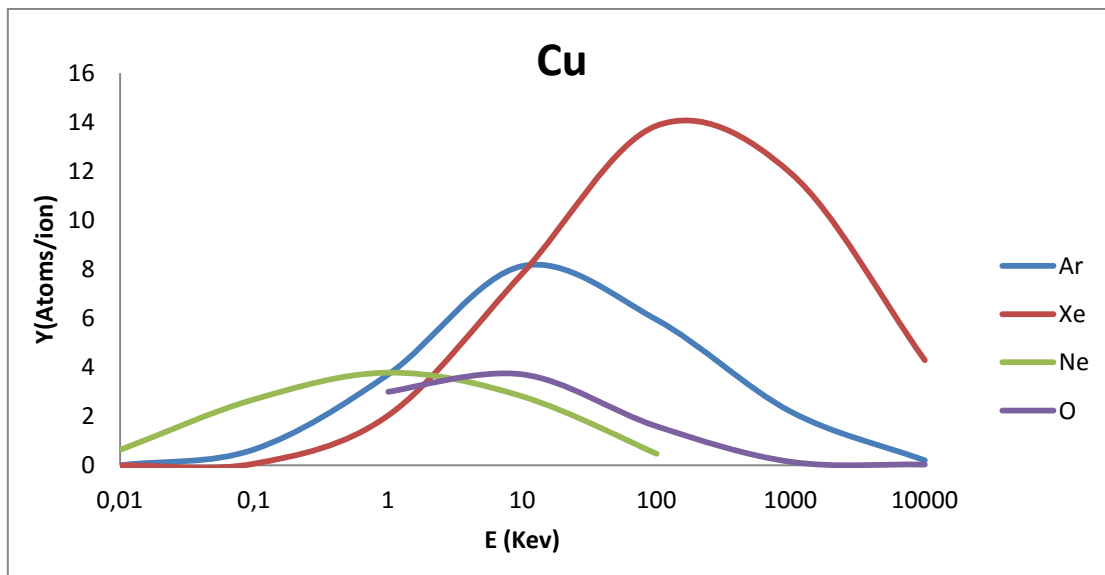


Figure III.17 : Variation du taux de pulvérisation des ions pour le cas du Cuivre.

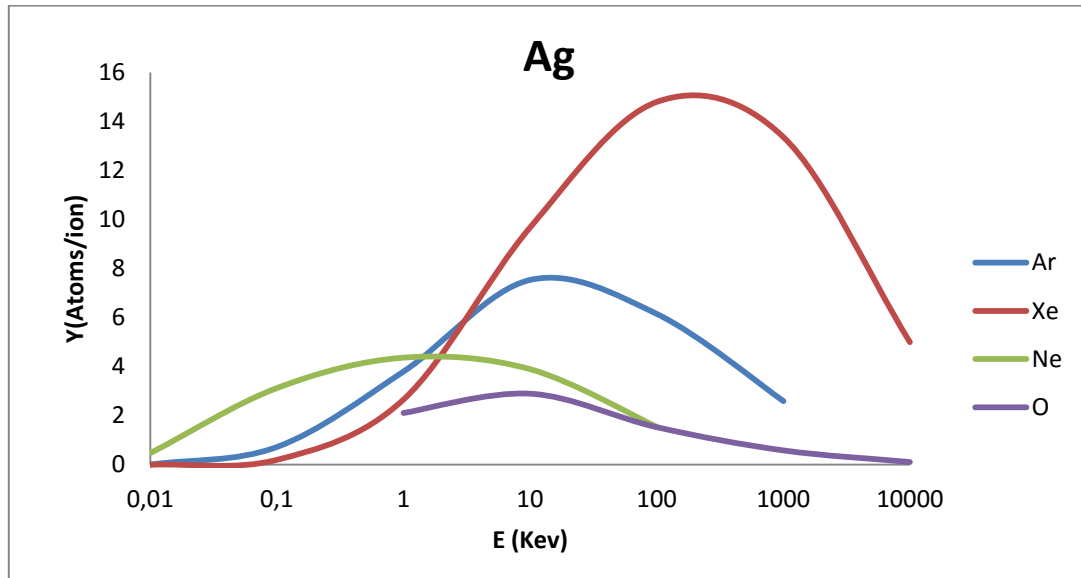


Figure III.18 : Variation du taux de pulvérisation des ions pour le cas d'Argent.

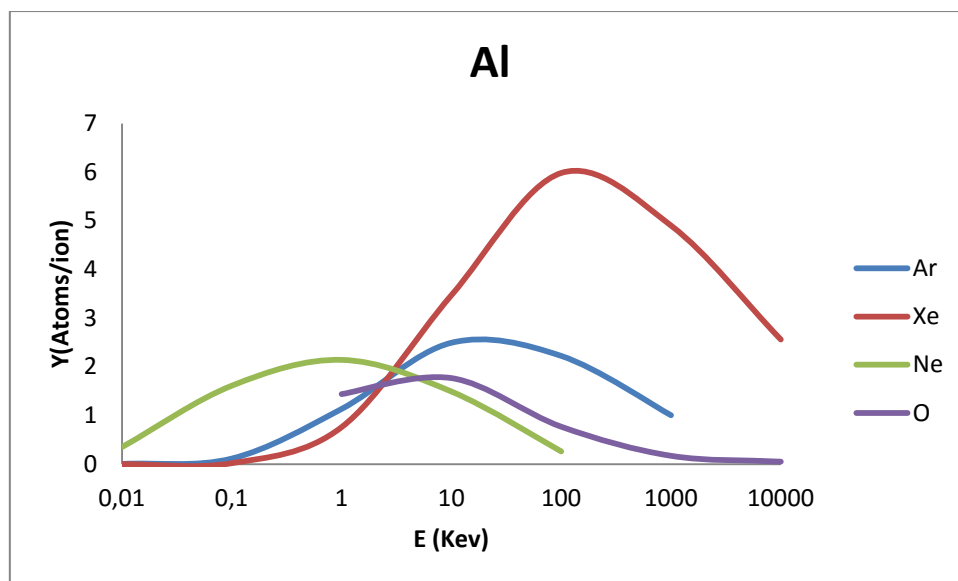


Figure III.19 : Variation du taux de pulvérisation des ions pour le cas d'Aluminium

Nous présentons sur les figures ci-dessus, trois résultats calculés par SRIM2008.

Les cibles choisies sont le cuivre, l'argent et l'aluminium respectivement : elles sont soumises au bombardement des particules d'argon, de xénon, de néon et d'oxygène.

Le taux de pulvérisation des ions de Xénon (Xe) est assez grand par rapport aux ions d'argon, de néon et d'oxygène.

Lorsque l'énergie des ions est inférieure à 0.1 KeV, l'énergie transférée est suffisante pour éjecter les atomes de la cible mais trop faible pour provoquer des collisions en cascade. Ce mécanisme est appelé le régime de collision simple. Pour des ions possédant une énergie comprise entre 0.1 KeV et plus, les atomes de la cible acquièrent assez d'énergie pour entrer en collision avec leurs voisins : le régime de cascades collisionnelles. Si l'énergie est supérieure à 1 KeV, il se produit un important mouvement des atomes situés dans la zone d'interaction de l'ion incident.

III.9. Conclusion

Les résultats de la simulation obtenus nous montreront que dans la partie gaz, les ions de Xénon donnent un taux de pulvérisation assez grand par rapport aux ions d'argon, néon et d'oxygène, et dans la partie métaux, l'Argent donne un très bon rendement de pulvérisation par rapport au cuivre et à l'Aluminium.

CONCLUSION

GENERALE

Notre travail a été consacré à l'étude de l'influence de divers paramètres sur le processus de pulvérisation cathodique RF pour cela nous avons fait une comparaison entre les gaz et les métaux qu'on a utilisés dans cette technique.

Pour ce faire il a fallu dans un premier temps évoquer les notions sur les décharges électriques d'une manière générale et particulièrement les décharges électriques radiofréquence ainsi que leur influence sur l'ionisation des gaz qu'on a utilisés dans le processus de pulvérisation cathodique.

Dans la deuxième partie, nous avons présenté la pulvérisation cathodique et son principe de fonctionnement.

Dans la dernière partie de ce travail nous avons présenté les paramètres des gaz (Argon, Xénon, Néon et Oxygène), des métaux utilisés (Cuivre, Argent et Aluminium) et nous avons présenté aussi la méthode de Monté Carlo et ses principes de base. Un logiciel de simulation SRIM2008 (Stopping and Range of Ions in Matter) a été utilisé pour le calcul des taux de pulvérisation cathodique dans les décharges en fonction des énergies appliquées et ensuite on a procédé à la comparaison des résultats de simulation.

Les résultats de la simulation obtenus nous ont permis de déduire que dans la partie gaz, les ions de Xénon donnent un taux de pulvérisation assez grand par rapport aux ions d'argon, de néon et d'oxygène et que dans la partie métaux, l'Argent donne un très bon rendement de pulvérisation par rapport au cuivre et à l'Aluminium.

Mais dans les expériences effectuées dans les laboratoires, l'argon est souvent utilisé par rapport aux autres gaz du fait de la stabilité de ses caractéristiques physiques.

D'après les résultats obtenus, il s'est avéré intéressant d'envisager les perspectives et les suggestions suivantes :

- La contribution à la modélisation des décharges luminescentes dans la fabrication des dispositifs à semi-conducteurs,
- La simulation de la pulvérisation cathodique dans les écrans à plasma.

Références Bibliographiques

Références

- [1] É. NEVEU et A. Mattelart, Introduction aux cultural studies. La Découverte, 2010.
- [2] R. Ruyer, Néo-finalisme. Presses universitaires de France, 2015.
- [3] D. Foray, L'économie de la connaissance. La découverte, 2010.
- [4] F. MISSOUM, « ETUDE ET SIMULATION DES PARAMETRES DE TRANSPORT ELECTRONIQUE DANS LE CH4 SOUMIS A UN CHAMP ELECTRIQUE UNIFORME », usto, 2013.
- [5] C. Bourgeois, Interaction Particules Matiere. Ed. Techniques Ingénieur, 1998.
- [6] S. BENABDELMALEK et R. MESSAOUDI, « SIMULATION NUMERIQUE DE LA CINETIQUE CHIMIQUE D'UNE MIXTURE N2\backslash\$ O2\backslash\$ NO PAR DECHARGE COURONNE », 2011.
- [7] A. FATMI, « Etude des propriétés thermodynamiques d'un plasma faiblement ionisé », 2011.
- [8] S. le Thème, « M elle Sefsifi Latifa ».
- [9] A. Hamid, A. Hennad, et A. Flitti, « Caractéristiques électriques d'une décharge luminescente en 2D dans l'argon ».
- [10] M. A. MEZEGHRANE, « Caractérisation des plasmas froids d'hydrocarbures azote/méthane et argon/méthane: Application aux dépôts de couches minces. », 2010.
- [11] E. Barisone, « La décharge luminescente comme outil analytique. Influence du taux d'émission d'électrons secondaires sur ses caractéristiques. », Université Paul Sabatier-Toulouse III, 2011.
- [12] D. Benyoucef, « Modélisation particulière et multidimensionnelle des décharges hors équilibre à basse pression excitées par champs électromagnétiques », Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2011.
- [13] F. Haranger, « Etude de la pulvérisation du dioxyde d'uranium induite par des ions lourds multichargés de basse et très basse énergie cinétique; effet de la charge du projectile », Université de Caen, 2003.
- [14] F. Rebib, « Etude structurale, optique et électrique de couches minces d'oxynitride de silicium déposées par pulvérisation cathodique radiofréquence réactive », Université Blaise Pascal-Clermont-Ferrand II, 2006.
- [15] A. Gentils, « Effets d'irradiation et comportement des produits de fission dans la zirconite et le spinelle », Université Paris Sud-Paris XI, 2003.
- [16] P.-E. Coulon, « Films minces d'oxydes à grande permittivité pour la nanoélectronique: organisation structurale et chimique et propriétés diélectriques », Université Toulouse III, 2009.

Références

- [17] Y. Benlatreche, « Contribution à l'amélioration de la durée de vie d'outils carbure pour l'usinage du MDF (Medium Density Fiberboard) par application de dépôts ternaires (CrAlN, CrVN) et modification de l'arête de coupe », Arts et Métiers ParisTech, 2011.
- [18] G. Huertas, « Etude de nouveaux matériaux d'électrode positive et d'électrolyte solide vitreux sous forme de couches minces pour des microbatteries au lithium », Université Sciences et Technologies-Bordeaux I, 2006.
- [19] J. GALY, « SIMULATION DE LA PULVERISATION CATHODIQUE DANS LES ECRANS A PLASMA », Université Paul Sabatier, 2002.
- [20] S. Schlutig, « Contribution à l'étude de la pulvérisation et de l'endommagement du dioxyde d'uranium par les ions lourds rapides », Université de Caen, 2001.
- [21] F. THIMON, « Institut de Physique Nucléaire de Lyon ».
- [22] N. Matsunami, Y. Yamamura, Y. Itikawa, N. Itoh, Y. Kazumata, S. Miyagawa, K. Morita, R. Shimizu, et H. Tawara, « Energy dependence of the ion-induced sputtering yields of monatomic solids », *At. Data Nucl. Data Tables*, vol. 31, no 1, p. 1–80, 1984.
- [23] G. Aad, T. Abajyan, B. Abbott, J. Abdallah, S. A. Khalek, A. A. Abdelalim, O. Abidinov, R. Aben, B. Abi, M. Abolins, et others, « Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC », *Phys. Lett. B*, vol. 716, no 1, p. 1–29, 2012.
- [24] R. Mustapha, « Etude de l'effet de l'effet de l'effet de l'implantation mplantation mplantation ionique dans le CuInSe onique dans le CuInSe2 et autres ternaires. », UNIVERSITE FERHAT ABBAS–SETIF, 2014.
- [25] J. Bohdansky, « A universal relation for the sputtering yield of monatomic solids at normal ion incidence », *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. Mater. At.*, vol. 2, no 1- 3, p. 587–591, 1984.
- [26] M. Suzuki, H. Sugano, K. Matsumoto, M. Yamamura, et R. Ishida, « Synthesis and central nervous system actions of thyrotropin-releasing hormone analog containing a dihydroorotic acid moiety », *J. Med. Chem.*, vol. 33, no 8, p. 2130–2137, 1990.
- [27] D. S. PRESSION, « ONTRIBUTION A L'ETUDE DES MÉCANISMES DE TRANSPORT DANS LES MATÉRIAUX MÉTALLIQUES AMORPHES: DIFFUSION ET ».
- [28] A. Lejars, P. Pigeat, et D. Horwat, « Mécanisme de sélection de l'orientation préférentielle lors de la croissance de couches minces, application au dépôt d'oxyde de zinc par pulvérisation magnétron à impulsions de haute puissance », Université de Lorraine, 2012.

Références

- [29] H. Schreuder-Gibson, P. Gibson, K. Senecal, M. Sennett, J. Walker, W. Yeomans, D. ZIEGLER, et P. P. TSAI, « Protective textile materials based on electrospun nanofibers », *J. Adv. Mater.*, vol. 34, no 3, p. 44–55, 2002.
- [30] R. Peraldi, « Relations entre cinétiques de croissance des couches d'oxyde et leurs microstructures lors de l'oxydation à haute température du nickel de haute pureté », 2000.
- [31] D. Zalouk, « Elaboration et caractérisation électronique et électrochimique des oxydes formés thermiquement sur quelques matériaux passivables (Titane, Aluminium, Acier inoxydable et Cuivre) », 2010.
- [32] P. Sauzeau et A. Sauzeau, « Le symbolisme des métaux et le mythe des races métalliques », *Rev. Hist. Relig.*, vol. 219, no 3, p. 259–297, 2002.
- [33] C. Boulaire et P. Balloffet, « Freins et motivations à l'utilisation d'Internet: une exploration par le biais de métaphores », *Rech. Appl. En Mark.*, vol. 14, no 1, p. 20–39, 1999.
- [34] M. Larvor, J.-P. Houdeau, et C. Haeusler, « Etude à très haute résolution du spectre d'absorption infrarouge induit à basse température dans le gaz chlorhydrique pur et mélangé à l'argon », *Spectrochim. Acta Part Mol. Spectrosc.*, vol. 29, no 6, p. 971–980, 1973.
- [35] M. Laporte, *Les phénomènes élémentaires de la décharge électrique dans les gaz (gaz rares)*, vol. 22. Les Presses universitaires de France, 1933.
- [36] Y. Cauchois, « Les niveaux d'énergie des atomes de numéro atomique inférieur à 70 », *J Phys Radium*, vol. 16, no 4, p. 253–262, 1955.
- [37] M. Haissinsky, « un cylindre de cuivre C (fin. 8 a) entourant M », 1946.
- [38] D. Peyrou, « Etude théorique et expérimentale des techniques d'assemblage et de mise en boîtier pour l'intégration de microsystèmes radio-fréquences », Université Paul Sabatier-Toulouse III, 2006.

Résumé

Ce travail est consacré à l'étude de la pulvérisation cathodique et le dépôt des couches minces par plasma.

L'objectif des travaux présentés ici étant de faire une simulation avec un logiciel très développé qui s'appelle SRIM2008 ((Stopping and Range of Ions in Matter) permet de calculer les taux de pulvérisation cathodique dans les décharges électrique RF en fonction des énergies appliquées, ensuite on a procédé à la comparaison des résultats de simulation.

ملخص

هذا العمل يهتم بدراسة تقنية الرش المهبطي وصناعة الصفائح الرقيقة بواسطة بلازما. الهدف من هذه الأطروحة القيام بمحاكاة باستعمال برنامج متطور يدعى SRIM2008 ((Stopping and Range of Ions in Matter) يسمح بحساب معامل الرش المهبطي في التفريغ الكهربائي RF بدلالة الطاقات المطبقة، بعد ذلك نقتراح مقارنة بين نتائج المحاكاة .