

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

L'université Mohamed El Bachir El ibrahimi « Bordj Bou Arreridj »

Département Sciences de la matière

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

جامعة محمد البشير الإبراهيمي برج بوعريش

قسم علوم المادة



Mémoire de fin d'étude

PRÉSENTÉ EN VUE D'OBTENTION

DU DIPLOME DE : MASTER

Filière : Physique

Option : Physique énergétique et énergies renouvelables

THÈME :

Étude du taux d'érosion sous implantation
ionique dans le silicium

Préparé par : Merzougui Houda.

Soutenu le : 12-06-2025.

Devant le jury :

Président	:	Kébir Hadda	(MCA)
Examineur 1	:	Benchiheb Nadjat	(MCA)
Examineur 2	:	Moula Baghdadi	(MCB)
Rapporteur	:	Akmoum Khemisti	(MCB)

Année Universitaire : 2024 - 2025

Remerciements

Je tiens à exprimer ma plus profonde gratitude à toutes les personnes qui ont contribué, de près ou de loin, à l'accomplissement de ce travail. Leur soutien, leurs conseils et leurs encouragements ont été des piliers essentiels.

*Mes remerciements les plus sincères s'adressent au **Dr. Akmoum Khemisti**, mon encadrant, pour sa guidance précieuse, ses conseils éclairés et sa disponibilité constante. Son expertise scientifique et sa confiance ont été déterminantes tout au long de cette recherche.*

Je remercie également les membres du jury d'avoir accepté d'évaluer ce mémoire et pour le temps qu'ils y consacreront.

À mes collègues, ami(e)s et enseignant(e)s, merci pour les échanges enrichissants et l'environnement stimulant qui ont marqué ce parcours.

Enfin, à tous ceux dont le soutien moral et les encouragements ont jalonné ces années, je vous exprime ma reconnaissance infinie.

Dédicace

*À mes chers parents, **Ali Merzougui** et **Lahzari Djamila**, pour leur amour inconditionnel, leurs sacrifices incessants, leur soutien indéfectible et leur confiance sans limite qui ont toujours été ma source d'inspiration et ma force. Que Dieu les préserve.*

*À mes chers frères, particulièrement mon grand frère **Abdelkrim Merzougui**, pour son appui constant et ses précieux conseils qui m'ont toujours guidé(e).*

*À ma chère sœur et fidèle compagne de route, **Hassina Merzougui**, pour sa présence précieuse, son affection, son soutien et les moments partagés.*

*À son mari **Mohamed**, et à mes adorables neveux et nièces, **Jawad, Jihad, et Ghayth**, pour la joie et la lumière qu'ils apportent à ma vie.*

À toute ma famille et à mes ami(e)s qui m'ont accompagné(e) de près ou de loin, ce travail vous est dédié en témoignage de ma profonde affection et reconnaissance.

Sommaire

Introduction générale :	1
Chapitre I : Phénomènes d'interaction ion-matière	
INTRODUCTION.....	4
I. LES EFFETS DU BOMBARDEMENT SUR LA CIBLE	4
1. Pertes d'énergie	4
a) Perte d'énergie électronique	5
b) Perte d'énergie nucléaire	6
II. LES COLLISIONS :	8
1. Collision élastique :	8
a) Pouvoir d'arrêt des ions dans la matière	11
b) Formulation du pouvoir d'arrêt nucléaire	12
2. Collision inélastique	13
a) Formulation du pouvoir d'arrêt électronique	14
b) Pouvoir d'arrêt global.....	15
III. DISTRIBUTION DES IONS IMPLANTÉS	17
1. Distribution des parcours projetés	17
a) Cas d'une distribution Gaussienne	19
b) Cas d'une distribution à 3 moments.....	20
c) Cas d'une distribution Pearson IV	20
IV. QUELQUES PROBLEMES D'IRRADIATION DANS LES SOLIDES	21
1. L'amorphisation du matériau.....	21
2. La pulvérisation ionique	21
a) Taux d'érosion.....	22
3. La canalisation.....	22
V. DESCRIPTION GÉNÉRALE DE LA TECHNIQUE "SIMS"	23
1. Présentation de la technique	23
2. Principe	25
3. Domaines d'application de la technique SIMS	26
4. Les avantages et les inconvénients de la technique SIMS	26
a) Les avantages	26
b) Les inconvénients	27
Chapitre II : Généralités sur les semi-conducteurs et propriétés de Silicium	
I. PROPRIÉTÉS GÉNÉRALES DES SEMI-CONDUCTEURS	31
1. Structure des semi-conducteurs	31

SOMMAIRE

2. Sensibilité de la conductivité électrique	31
3. Composition chimique.....	32
a) Les composés simples	32
b) Les composés binaires	32
c) Les composés ternaires et quaternaires.....	32
II. LE SEMI CONDUCTEUR AL'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE	33
1. Semi-conducteur non dégénéré.....	34
2. Semi-conducteur dégénéré	37
III. DIFFERENTS TYPES DES SEMI-CONDUCTEURS	39
1. Semi-conducteur intrinsèque	39
a) Densité de porteurs	40
b) Niveau de Fermi	40
2. Semi-conducteur extrinsèque.....	41
a) Différents types de dopage	42
IV. DENSITÉ DE CHARGE DANS UN SEMI CONDUCTEUR	44
1. Bandes d'énergie	45
2. Gap d'énergie	48
a) Un gap direct	48
b) Un gap indirect	49
V. STRUCTURE ET APPLICATION	49
1. Le Silicium (Si)	49
a) Le cristal de silicium	49
b) Différents types du silicium.....	50
c) Applications de silicium dans les cellules photovoltaïque :	51

Chapitre III : Résultats des Simulations

I. PRÉSENTATION DU LOGICIEL DE SIMULATION NUMÉRIQUE"SRIM"	54
II. EFFET DE L'ANGLE D'INCIDENCE DU FAISCEAU	56
a) Commentaires.....	58
b) Conclusion.....	59
III. EFFET DE L'ÉNERGIE DE L'ION INCIDENT	59
a) Commentaires.....	60
b) Conclusion.....	61
IV. EFFET DE LA MASSE DE L'ION INCIDENT	61
a) Commentaires.....	62
b) Conclusion.....	62
V. EFFET DE LA MASSE DE LA CIBLE	63
a) Commentaires.....	63

SOMMAIRE

b) Conclusion.....	63
CONCLUSION GÉNÉRALE	66
BIBLIOGRAPHIE	69
Résumé (Fr)	74
English Abstract	74
الملخص العربي.....	74

Introduction générale

Introduction générale :

La connaissance des propriétés physico-chimiques d'une surface d'un solide représente une étape primordiale pour la caractérisation et l'amélioration des performances d'un matériau. En effet, l'usure, la corrosion, l'adhésion, l'adsorption, l'absorption...dépendent très fortement des propriétés de la surface dont l'épaisseur peut varier de quelques nanomètres à quelques micromètres. Elles ne sont accessibles que par des analyses à l'échelle microscopique grâce à des techniques d'investigations bien spécifiques. Ces dernières permettent aussi d'améliorer la qualité des performances du matériau. La localisation et l'identification des éléments composant le matériau avec une haute résolution latérale et en profondeur a fait aussi l'objet de plusieurs travaux.

Les méthodes d'analyse d'une cible solide reposent sur le principe de l'excitation de la surface du solide. Les particules excitatrices peuvent être des photons, des électrons et des ions dont l'énergie cinétique est suffisante pour perturber le système. Ces méthodes reposent aussi sur l'observation et l'analyse des produits éjectés. Ces derniers peuvent être des électrons, des ions et / ou des atomes neutres émis ou rétrodiffusés qui peuvent émettre à leur tour des photons. Le choix de la technique répond à certains objectifs souhaités par l'analyse, qui consistent à chercher des solutions aux problèmes et aux questions posées. Il existe actuellement plusieurs techniques d'analyse de surface, les plus utilisées pour des analyses physico-chimiques et en imagerie sont SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy).

Le présent travail est structuré en trois chapitres :

- Dans le premier chapitre , nous présentons les phénomènes d'interaction ions-matière , les différents pertes d'énergie par différentes collisions, quelques problèmes d'irradiation dans les solides , en fin une description générale de la technique SIMS.

INTRODUCTION GÉNÉRALE

- Le deuxième chapitre est consacré aux généralités sur les semi-conducteurs, Nous avons un semi-conducteur monoatomique c'est le silicium.
- Le troisième chapitre de ce travail regroupe tous les résultats des calculs du taux d'érosion du silicium sous bombardement avec divers ions par le logiciel SRIM. Les résultats des simulations sont aussi commentés et discutés .
- Nous terminons le travail par une conclusion générale.

Chapitre I :

Phénomènes d'interaction ion-matière

INTRODUCTION :

Lorsque des ions incidents pénètrent un solide, ils transfèrent leur énergie cinétique aux atomes de la cible à travers de nombreuses collisions. Les ions incidents peuvent être rétrodiffusés, ou ils peuvent aussi s'infiltrer dans le matériau et s'implanter. Dans le cas particulier des cibles minces, certains d'entre eux peuvent les traverser. Lors de la collision, si l'énergie cinétique totale est conservée ainsi que la quantité de mouvement il s'agit de collisions élastiques par contre si l'énergie est transférée aux électrons du milieu les collisions sont inélastiques. De plus le long du passage de l'ion, des endommagements de la surface apparaissent, leur nature et leur importance sont fortement dépendants de l'énergie linéique déposée (dE/dx) lors de l'interaction du projectile avec le solide.

En traversant la matière, les particules incidentes perdent leurs énergies sur leurs parcours, le pouvoir d'arrêt défini la perte moyenne d'énergie de la particule par distance parcourue [1].

I. LES EFFETS DU BOMBARDEMENT SUR LA CIBLE

Lorsqu'un solide est bombardé par des ions, il subit des modifications. En plus de l'apparition de dégâts dus à l'implantation de l'ion et aux déplacements des atomes, la composition et la morphologie vont changer [21].

1. Pertes d'énergie

Une particule chargée pénétrant dans un solide, va perdre progressivement son énergie par différents mécanismes d'interactions avec le milieu cible, pour s'arrêter finalement à une certaine profondeur ou rebondir à la surface (phénomène de rétrodiffusion).

On appelle cette perte d'énergie de la particule par unité de distance parcourue le pouvoir d'arrêt du matériau cible [3] :

$$p_E = -\frac{dE}{dx} = -\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta E}{\Delta x} \right) \quad (1)$$

Ce concept peut être défini en ramenant (en considérant) l'interaction de la particule avec un constituant élémentaire de la cible comme par exemple ses atomes. On définit dans ce cas la section efficace d'arrêt [4] :

$$s_E = \frac{1}{N} p_E \quad (2)$$

Avec N : la concentration atomique du matériau cible.

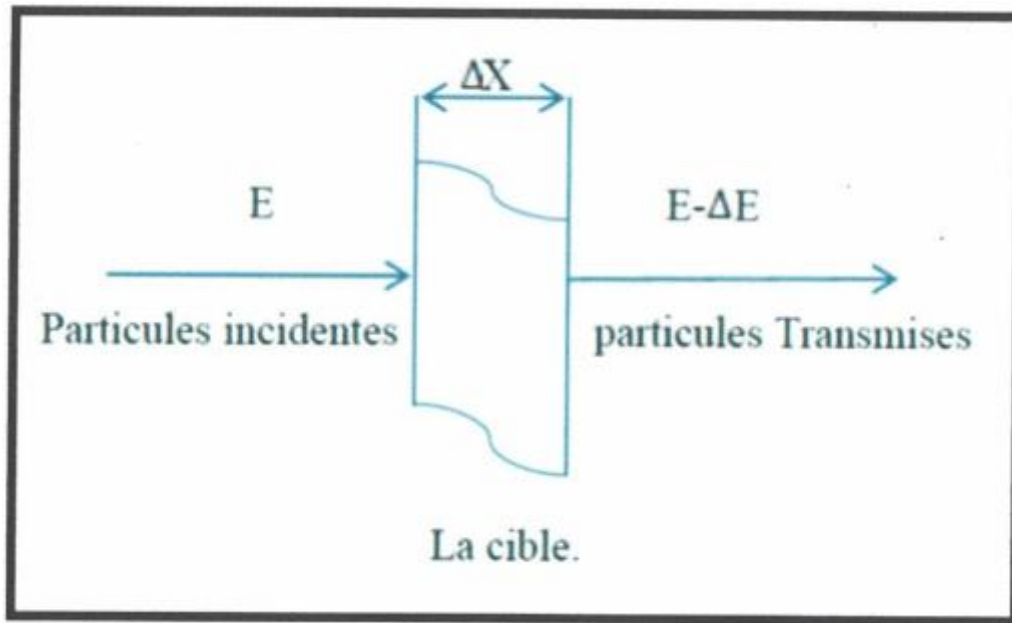


Figure 1.1: Représentation de la perte d'énergie (ΔE) d'un faisceau de particules dans la matière [5].

La perte d'énergie est due aux différents types d'interactions avec le matériau cible.

a) Perte d'énergie électronique

Les ions pénétrant à grande vitesse dans le matériau cible transfèrent leur énergie aux électrons des atomes du matériau cible, par processus d'excitation ou d'ionisation de ces atomes. C'est donc un processus inélastique de transfert d'énergie [6].

A partir du potentiel écranté, Lindhard, Scharff, Schiott ont élaboré une théorie qui permet d'aboutir à une expression analytique de la perte d'énergie électronique.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ele} = 8\pi e^2 a_0 \frac{N z_2 z_1^{7/6}}{(z_1^{2/3} + z_2^{2/3})^{3/2}} \frac{v}{v_0} \quad (3)$$

Avec :

- a_0 : est le rayon de Bohr.
- Z_1 : est le numéro atomique du projectile.
- Z_2 ; est le numéro atomique de l'atome cible.
- V_0 : est la vitesse de l'électron dans l'atome de Bohr.
- V : est la vitesse du projectile.

Cette expression montre que la perte d'énergie électronique varie de manière linéaire en fonction de la vitesse du projectile v .

b) Perte d'énergie nucléaire

Au fur et à mesure que la vitesse de l'ion diminue, la distance minimale d'approche du noyau cible augmente, lorsque la vitesse de l'ion est de l'ordre de celle de ses électrons périphériques, il a tendance à devenir neutre. Le transfert d'énergie (T) à un atome de la cible s'effectue par interaction coulombienne pure entre l'ion incident ou projectile (numéro atomique Z_1 , masse M_1 , énergie E_1) et le noyau de cet atome de la cible (numéro atomique Z_2 , masse M_2).

La section efficace de diffusion Rutherford $\sigma(T, E)$ s'exprime par la relation :

$$\sigma(T, E) = \pi \frac{M_1}{M_2} \frac{(z_1 z_2 e^2)^2}{E_1} \frac{1}{T^2} \quad (4)$$

Le potentiel décrivant l'interaction entre l'ion incident et l'atome cible peut être considéré comme un potentiel de Coulomb écranté de type Thomas-Fermi donné par :

$$V(r) = \frac{z_1 z_2 e^2 a}{2r^2} \quad (5)$$

A partir de l'expression du potentiel d'interaction, la perte d'énergie nucléaire peut être exprimée par [7] :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\pi^2 N Z_1 Z_2 e^2 a M_1}{2(M_1 + M_2)} \quad (6)$$

Quand les vitesses des particules incidentes sont très élevées (cas relativistes) des processus de pertes d'énergie par génération de photons peuvent avoir lieu.

De même dans ces cas des pertes par réactions nucléaire peuvent se produire.

Dans le cas de l'implantation ionique, l'énergie des ions incidents se situent dans un intervalle partant de quelques dizaines de keV à quelques MeV, nous considérons uniquement les deux premiers processus de perte d'énergie. Pour simplifier, on peut considérer ces processus comme indépendants. Macroscopiquement la perte d'énergie totale englobe le freinage électronique et nucléaire :

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_n + \left(\frac{dE}{dx} \right)_e \quad (7)$$

Si l'énergie transférée par collision nucléaires aux atomes du matériau cible est supérieure à l'énergie de liaison, ces noyaux vont acquérir une énergie de déplacement qui leur permettra d'interagir avec d'autres noyaux du matériau cible, en les délocalisant à leur tour. On assiste à un processus en cascade de création de défauts, endommageant du matériau. On peut avoir une pulvérisation de la cible quand le processus a lieu en surface, les noyaux peuvent être éjectés du matériau. On précise aussi que si la masse des ions incidents est plus faible que celle des atomes du matériau cible, les ions incidents peuvent rebondir sur les noyaux, en ayant un phénomène de rétro diffusion.

La **figure (1.2)** schématise ces différents phénomènes d'interaction entre les ions et les atomes du substrat implanté [6].

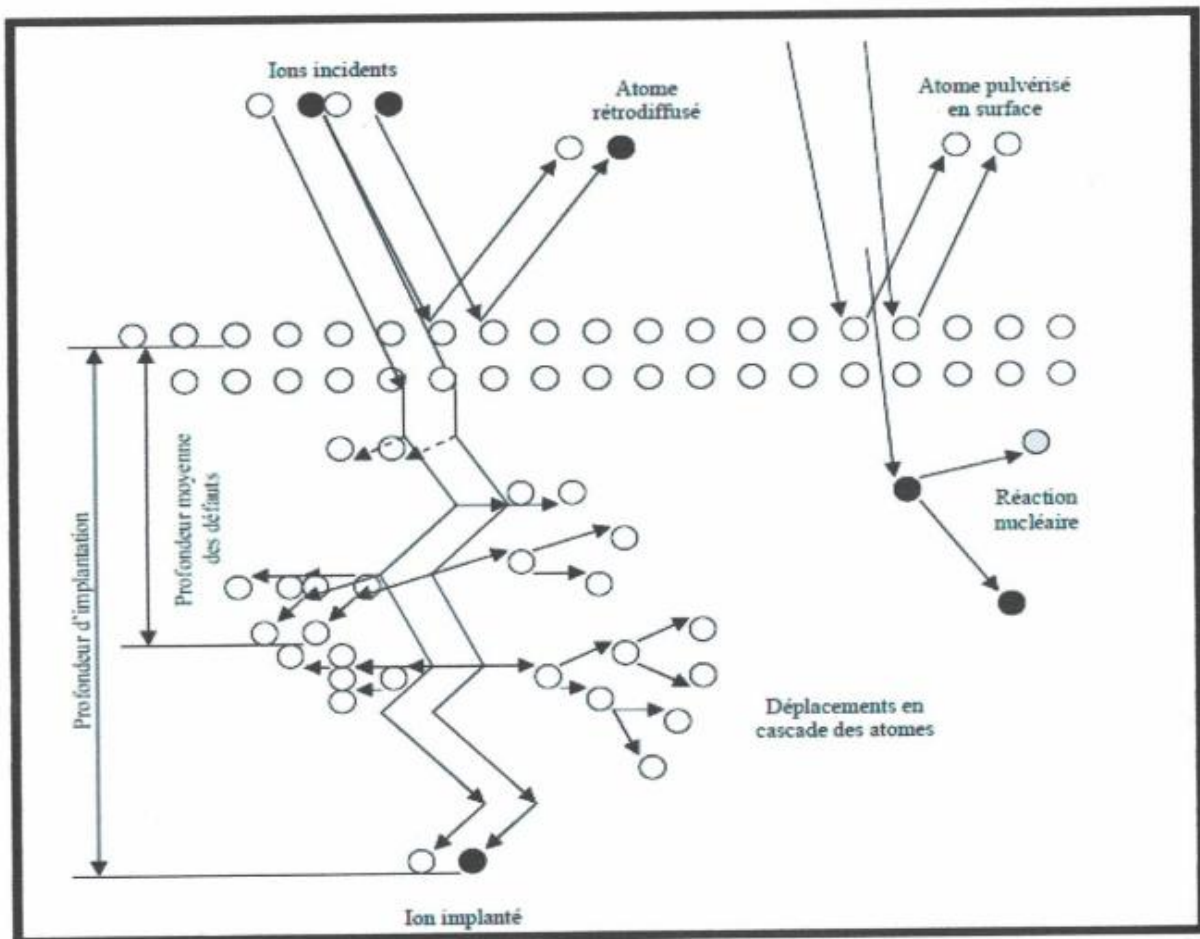


Figure I.2 : Différentes interactions dans le matériau cible[8].

II. LES COLLISIONS :

Une irradiation correspond à l'interaction (ou collision) d'une particule incidente (photon, électron, ion) avec les atomes du matériau cible.

A chaque collision, l'ion incident cède une partie de son énergie et une fois celle-ci épuisée, il s'arrête (**figure I. 3**). Il est donc possible de déterminer le pouvoir d'arrêt (S_t) d'une particule incidente comme la perte d'énergie de celle-ci en fonction de son parcours linéique dans le matériau [9]:

$$S_t = - \frac{dE}{dx} = S_n + S_e \quad (8)$$

Avec :

- S_t : Le pouvoir d'arrêt de l'ion dans le matériau cible (MeV/cm ou eV/ Å).
- $-dE/dx$: L'énergie perdue par l'ion par unité de longueur.
- S_n : L'énergie perdue lors des chocs nucléaires (ou élastiques).
- S_e : L'énergie perdue lors des chocs électroniques (ou inélastiques).

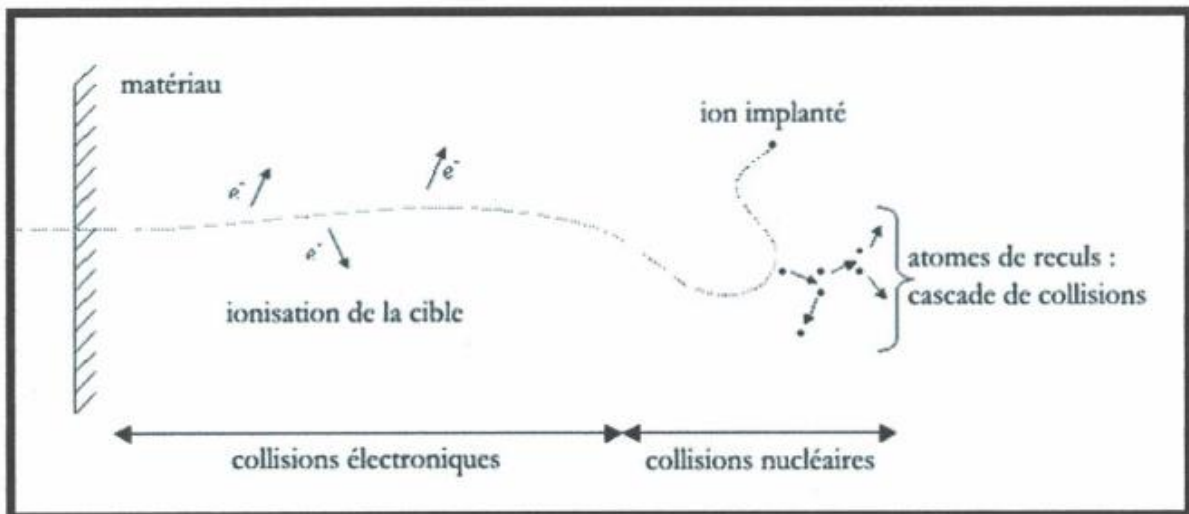


Figure I.3 : Schéma de l'évolution d'un ion dans la matière solide. L'ion perd progressivement son énergie par une suite de collisions électroniques et nucléaires jusqu'à son implantation [9]

1. Collision élastique :

La collision élastique est le principal mécanisme de transfert de mouvement au sein de la matière. Une collision dite parfaitement élastique correspond au choc entre deux corps où l'énergie cinétique reste conservée. Ce type de collision n'apparaît en pratique que dans de très

rare cas puisqu'elle prend en considération un atome inerte dont la population électronique ne serait pas perturbée. Néanmoins, sa description représente un bon point de départ pour le développement des processus de la pulvérisation par un ion incident de basse énergie (de l'ordre du KeV) dans la mesure où nous verrons par la suite que les interactions inélastiques ne sont pas majoritaires dans les processus de transfert d'énergie.

Dans le cas des collisions élastiques, nous avons une conservation de l'énergie cinétique et de la quantité de mouvement.

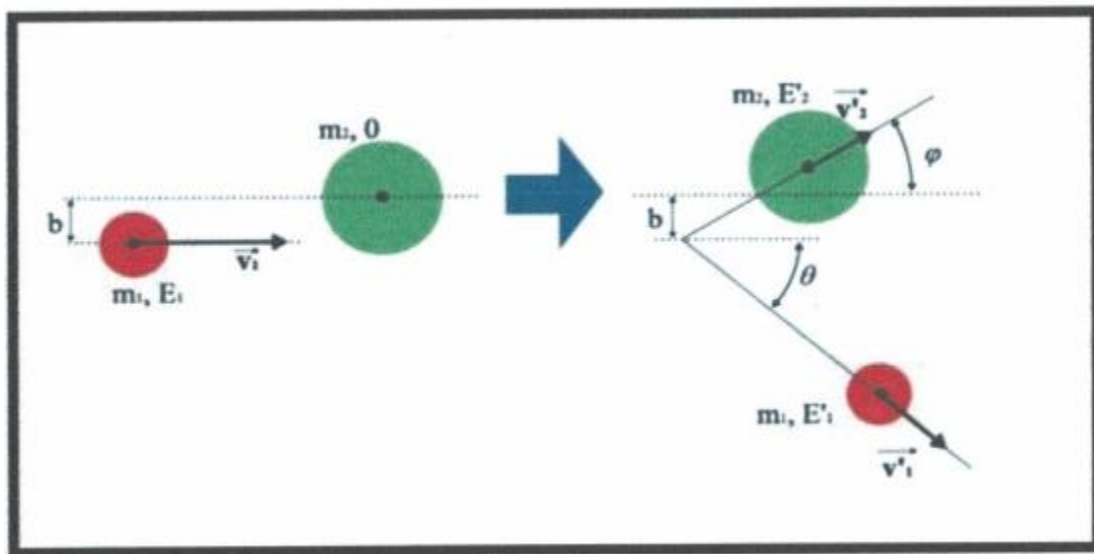


Figure I. 4 : Schéma d'une collision élastique entre deux particules. La cible de masse m_2 est initialement au repos soit $E_2=0$ [10,11].

Comme nous pouvons l'observer sur la **Figure (I. 4)**, les directions (θ et φ) et les énergies (E'_1 et E'_2) des particules après la collision dépendent de leurs masses, de l'énergie cinétique E_1 de la particule incidente et du paramètre d'impact b . Nous pouvons déduire, à partir des équations de conservation, le facteur cinématique K . Celui-ci représente la quantité d'énergie conservée E_1 par la particule incidente après le choc par rapport à son énergie initiale E_1 . Il dépend de la masse des deux particules mises en jeu et du paramètre d'impact b qui influence directement sur les angles diffusion du projectile θ et de l'atome cible φ .

$$k = \frac{E'_1}{E_1} = \left[\frac{m_1 \cos \theta \pm m_2 \sqrt{1 - \frac{m_1^2}{m_2^2} \sin^2 \theta}}{m_1 + m_2} \right]^2 \quad (9)$$

Le principe de conservation de l'énergie permet de déterminer l'énergie transmise à l'atome cible. Nous avons ainsi une distribution de l'énergie transférée en fonction de l'angle de diffusion du projectile pour des masses connues. Par conservation de l'énergie cinétique, nous obtenons un transfert d'énergie T à la cible tel que :

$$T = E'_2 - E_2 = E_1 - E'_1 = \frac{4m_1 m_2 \cos^2 \varphi}{m_1 + m_2} E_1 \quad (10)$$

$$\text{avec : } \tan(\varphi) = \left(\frac{m_1 + m_2}{m_1 - m_2} \right) \tan(\theta)$$

Pour un paramètre d'impact : $\mathbf{b} = \mathbf{0}$, correspondant à une collision frontale, nous avons : $\varphi = 0$. La transmission d'énergie est alors maximum. Nous discuterons ici de quelques cas particuliers en fonction du rapport des masses du projectile et de la cible. Avec : $\mu = m_2 / m_1$ (Le rapport entre les masse de l'atome cible et du projectile), nous avons :

$$T = E'_2 = \frac{4\mu \cos^2 \varphi}{(\mu + 1)^2} E_1 \quad (11)$$

- Si $\mu > 1$: le projectile plus léger que la cible peut être diffusé dans la quasi-totalité de l'espace. Une collision frontale : $\mathbf{b} = \mathbf{0}$ (**Figure 1.4**) entraîne une rétrodiffusion ($\theta = -180^\circ$) du projectile.
- Si $\mu = 1$: le transfert d'énergie est tel que : $T = \cos^2 \varphi \cdot E_1$. La particule cible peut alors prendre la totalité de l'énergie cinétique initiale du projectile pour $\mathbf{b} = \mathbf{0}$.
- Si $\mu < 1$: le projectile et la cible seront diffusés vers l'avant: θ et $\varphi < 90^\circ$.
- Si $\mu \ll 1$: l'énergie transmise à la cible devient faible par rapport à l'énergie du projectile. Sa trajectoire n'est donc pas perturbée.

Dans le cas d'un ion ou d'un atome d'énergie relativement faible (**inférieure au keV**), l'énergie perdue en faveur des électrons ($\mu \ll 1$) est très faible par rapport à celle transmise aux atomes de la cible. L'interaction des ions avec le solide peut donc être traitée en première approximation comme une série de collisions binaires élastiques, Ce principe est d'ailleurs à la base d'une technique d'analyse d'extrême surface, le LEIS (Low Energy Ion Scattering) [10].

Pour un ensemble de projectiles sur une cible, nous pouvons définir une probabilité de réaction telle que [11]:

$$dN_{coll} = \sigma \cdot n_{cible} \cdot N_{Projectile} dX \quad (12)$$

Avec :

- N_{cible} : la densité de particule de la cible dans la couche traversée dx
- $N_{projectile}$: le nombre de particules incidentes.
- σ : est la section efficace de la réaction, c'est un coefficient de proportionnalité qui dépend de la nature de la réaction et de l'énergie du projectile par rapport à la cible.

a) Pouvoir d'arrêt des ions dans la matière

C'est La perte d'énergie par unité de profondeur (longueur) (*i.e* le pouvoir d'arrêt ou section efficace de ralentissement). Il traduit la diminution de l'énergie cinétique pendant la pénétration des ions dans le solide selon la théorie LSS (Lindhard, Scharff et Schiott) [12]. Deux processus décrivent cette perte d'énergie. En fonction du domaine d'énergie utilisé et de la masse atomique de l'ion, l'un des deux processus devient dominant par rapport à l'autre. Le premier processus est la collision nucléaire (S_n) traduisant le choc élastique direct des ions avec les atomes du matériau. Quant au deuxième, il est dit collision électronique (S_e). Il décrit l'interaction inélastique des ions avec le cortège électronique des atomes cibles. La superposition des deux processus donne le pouvoir d'arrêt total qui est proportionnel à la perte énergétique de l'ion rapportée à la distance parcourue ($\frac{dE}{dX}$). Par conséquent, la perte d'énergie par unité de longueur peut être écrite comme suit

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{total} = \left(\frac{dE}{dX}\right)_{nucléaire} + \left(\frac{dE}{dX}\right)_{électronique} \quad (13)$$

Le pouvoir d'arrêt total $S_t(E)$ a pour expression [13]:

$$S_t(E) = \frac{1}{N} \left(\frac{dE}{dX}\right) = S_n + S_e \quad (14)$$

Où :

- E : l'énergie cinétique de l'ion incident.
- S_n : le pouvoir d'arrêt nucléaire.
- S_e : le pouvoir d'arrêt électronique.
- N : concentration atomique de la cible.

Dans le cas d'un matériau polyatomique, la section efficace totale de ralentissement se calcule en faisant la somme pondérée des contributions des différents éléments [14]:

$$S_t(E) = \sum_i N_i S_i(E) \quad (15)$$

b) Formulation du pouvoir d'arrêt nucléaire

Au cours de la collision nucléaire, l'ion incident pénétrant la cible perd une partie de son énergie cinétique de façon élastique (conservation de la quantité de mouvement). Ce processus est prédominant dans le domaine des basses énergies (<100 keV). L'ion frappe successivement les atomes de la cible en leur cédant à chaque fois de l'énergie.

Deux modèles sont utilisés conjointement pour représenter ce phénomène : la mécanique des chocs (théorie des collisions élastiques) et la diffusion d'une particule chargée dans un potentiel (diffusion de Rutherford). Les collisions nucléaires permettent alors le ralentissement des particules incidentes en transférant leurs moments cinétiques aux atomes cibles. Elles permettent également la détermination de la distribution spatiale des impuretés dans la cible. Le processus de ralentissement nucléaire se produit surtout pour des ions lourds et de faible vitesse. Si E est l'énergie cinétique de l'ion incident, N le nombre d'atomes par unité de volume du matériau cible et T_{max} le transfert maximal d'énergie, le pouvoir d'arrêt nucléaire (section efficace de ralentissement nucléaire) est défini comme étant [13] :

$$s_n(E) = \frac{1}{N} \left(\frac{dE}{dx} \right) = \int_0^{T_{max}} T d\sigma \quad (16)$$

Avec :

T : l'énergie transférée à l'atome cible par l'ion incident.

$d\sigma$: La section efficace différentielle ($i.e$ la probabilité pour que le projectile cède de l'énergie à la particule cible lors du processus de collision).

La section efficace différentielle de collision $d\sigma$ a pour expression :

$$d\sigma = 2\pi b db \quad (17)$$

Où :

b : Le paramètre d'impact ou la distance minimale entre les centres des noyaux.

Plusieurs modèles de potentiels et de fonctions d'écrantage ont été proposés. Cela se justifie physiquement par les effets d'écran à grande distance, un potentiel purement coulombien n'est alors plus adapté. La théorie de Lindhard-Scharff-Sciott, dite (**LSS**), est utilisée pour décrire les collisions nucléaires dans un matériau amorphe. Elle utilise le potentiel interatomique de Thomas- Fermi qui est de la forme suivante :

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \varphi\left(\frac{r}{a}\right) \quad (18)$$

Où : Z_1 Z_2 : Numéros atomiques de l'ion et de la cible respectivement.

Ce potentiel, dit de Thomas-Fermi, est donc égal au potentiel de coulomb classique multiplié par une fonction d'écran $\left(\varphi\left(\frac{r}{a}\right)\right)$ qui tend vers 1 quand r diminue. L'effet d'écran dû à la présence du nuage électronique de l'atome cible modifie la valeur de ce potentiel. 11 est paramétré suivant la distance (r) entre l'ion et le noyau et suivant le rayon d'écran (a) de Thomas-Fermi :

$$a = \frac{0.8853 a_0}{\sqrt{\frac{2}{z_1^3} + \frac{2}{z_2^3}}} \quad (19)$$

Dans la formule (19), le terme a_0 désigne le rayon de Bohr, il est exprimé par :

$$a_0 = \frac{h^2}{me^2} = 0.529 \text{ \AA} \quad (20)$$

En mécanique classique, Le résultat final du calcul de $V(r)$ est utilisé pour déterminer la tom de la section efficace différentielle ($d\sigma$) et de l'énergie transférée (T) (i. e l'énergie transférée à l'atome cible par l'ion incident) en fonction de l'angle de diffusion (θ) (i. e l'angle entre la trajectoire de l'ion et l'axe X perpendiculaire à la surface du matériau implanté).

L'énergie transférée $T(p)$ est exprimé par la relation suivante :

$$T(p) = \frac{4m_1 m_2}{(m_1 + m_2)} E \sin^2\left(\frac{\theta(p)}{2}\right) \quad (21)$$

m_1 et m_2 sont les masses atomiques respectivement de l'ion incident et de l'atome cible. Le pouvoir d'arrêt (S_n) d'une particule incidente est finalement calculé en intégrant $T(p)$ et ($d\theta$) sur le chemin parcouru [15].

Le transfert d'énergie T à un atome de la cible s'effectue par interaction coulombienne pure entre le projectile (numéro atomique Z_1 , masse m_1 , énergie E_1) et le noyau de cet atome (numéro atomique Z_2 , masse m_2). La section efficace de diffusion Rutherford s'exprime alors par [16]:

$$\sigma(T, E_1) = \pi \frac{m_1}{m_2} \frac{(z_1 z_2 e^2)^2}{E_1} \frac{1}{T^2} \quad (22)$$

2. Collision inélastique

Dans ce cas la totalité ou une partie de l'énergie cinétique des corps en collision est transformée en énergie interne au moins dans l'un des corps. Par conséquent l'énergie cinétique totale du système de particule n'est pas conservée. Dans le cas d'une collision ion-atome, chacun des deux partenaires peut voir sa population électronique modifiée. Les modifications de configuration électronique des deux partenaires sont dues aux processus fondamentaux intervenant lors de la collision inélastique. Les processus essentiels sont : la capture, l'excitation et l'ionisation. La contribution de chaque mécanisme dépend de la nature du projectile et de sa vitesse ainsi que de la nature de la cible. La capture est prédominante à basse vitesse du projectile, à grand vitesse l'excitation et l'ionisation sont les phénomènes dominants, quant aux vitesses intermédiaires les trois processus sont en compétition. Les trois processus sont quasi équiprobables lorsque la vitesse du projectile est proche de la vitesse de Bohr ($2,2 \cdot 10^6 \text{ mS}^{-1}$) [1].

Bien que ces événements soient minoritaires par rapport aux collisions nucléaires dans le cas d'ions lourds avec des énergies de l'ordre du keV, il est intéressant de présenter brièvement les processus électroniques qui contrôlent le pouvoir d'arrêt électronique. Le terme de collision inélastique signifie qu'une partie de l'énergie cinétique du projectile et de la cible est transmise à leur environnement. Dans le cas d'un ion en interaction avec un atome, ce sont un ou plusieurs de leurs électrons qui verront leurs états modifiés [11].

a) Formulation du pouvoir d'arrêt électronique

Pendant la collision électronique (assimilable à des « frottements »), chaque ion incident peut interagir de façon inélastique avec les atomes de la cible pour produire des excitations électroniques et aboutir à l'ionisation des atomes au voisinage de la trajectoire des ions.

La collision électronique est alors responsable de l'excitation des atomes, et donc du réchauffement de l'échantillon. L'atome est à l'état excité pendant un temps très court.

L'élévation de la température étant très brève et extrêmement localisée, il est difficile de la mesurer expérimentalement. Les interactions inélastiques entre les ions incidents et les atomes cibles sont beaucoup plus complexe que les interactions élastiques. Ceci est dû au fait que les interactions inélastiques ne peuvent pas être décrites par des chocs entre deux corps. En effet, l'énergie transférée par l'ion incident aux électrons qui sont eux-mêmes liés aux noyaux de la cible est faible par rapport à l'énergie cinétique de la particule. Le ralentissement électronique est important dans le cas des ions légers à forte énergie. Bien que les implantations ioniques aient généralement un pouvoir d'arrêt électronique, ce pouvoir d'arrêt reste

proportionnel à la vitesse de l'ion. Deux modèles principaux peuvent être utilisés pour les collisions électroniques, le modèle de Firsov [17] et le modèle LSS [12].

Le modèle de Firsov : il considère le projectile et l'atome-cible comme une quasi molécule, dans laquelle les états électroniques deviennent des orbitales moléculaires dont l'énergie dépend de la distance entre les noyaux. L'interaction entre les deux corps donne lieu à des échanges électroniques qui produisent un ralentissement de la vitesse de l'ion. Ce phénomène est gouverné par le potentiel interatomique de Thomas-Fermi.

Le modèle LSS : il utilise l'approximation de la collision binaire ; c'est-à-dire que les chocs ne sont pas corrélés, étant supposés indépendants les uns des autres. Cette approximation est presque toujours utilisée dans les logiciels de simulation de l'implantation ionique. D'autre part, la proportionnalité entre les pertes d'énergie électronique et la vitesse de l'ion a conduit Lindhard [18] à modéliser l'interaction pour n projectiles de charge $Z_1.e$ se déplaçant dans un gaz électronique.

L'énergie est alors considérée comme étant transférée au nuage électronique, en produisant des vibrations thermiques au sein de celui-ci. Le pouvoir d'arrêt électronique est souvent décrit par ce modèle exprimé comme suit :

$$S_e = 8\pi e^2 a_0 \frac{z_1^{\frac{7}{6}}}{\left(z_1^{\frac{2}{3}} + z_2^{\frac{2}{3}}\right)^{\frac{3}{2}}} \frac{v}{v_0} D \quad (23)$$

$$\text{Soit : } S_e = K.E^{\frac{1}{2}} \quad (24)$$

Où :

- **D** : Densité électronique de la cible.
- **v₀** : La vitesse de Bohr.
- **a₀** : Le rayon de Bohr.
- **v** : la vitesse de l'ion.
- **K**: une constante tabulée théoriquement par Lindhard et al [19].

b) Pouvoir d'arrêt global

En considérant les pertes d'énergies électroniques et nucléaires indépendantes et additives, la perte d'énergie totale s'exprime comme la somme des deux processus:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_e \left(\frac{dE}{dx}\right)_n = N[S_e(E) + S_n(E)] \quad (25)$$

N : est la densité volumique atomique du matériau exprimée en cm^{-3} .

En coordonnées réduites de la théorie LSS :

$$\frac{d\varepsilon}{d\rho} = \left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_e + \left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n \quad (26)$$

Avec : ε : Notion d'énergie ρ : Longueur réduite

La représentation des différents mécanismes contribuant à la perte d'énergie totale sont représentés en **figure (1.5)** [20].

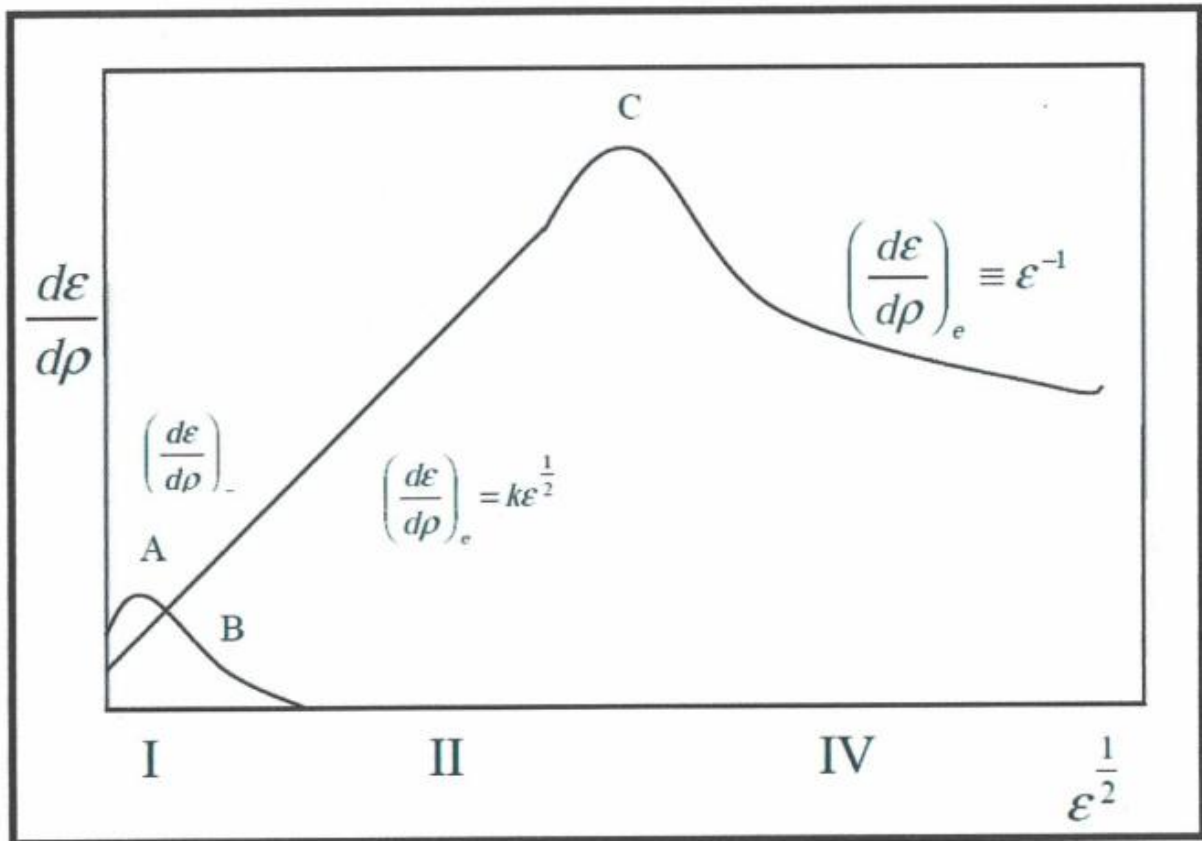


Figure 1. 5 : Les sections efficaces d'arrêts nucléaires et électroniques en coordonnées réduites [6].

Les points **A**, **B**, **C** correspondent respectivement au maximum du pouvoir d'arrêt nucléaire, à l'égalité entre les pouvoirs d'arrêt nucléaire et électronique et au maximum du pouvoir d'arrêt électronique. Ces points délimitent approximativement les différents mécanismes d'arrêt.

III. DISTRIBUTION DES IONS IMPLANTÉS

Le parcours de l'ion incident (R) dans le matériau cible se calcule à partir de l'énergie perdue par collisions électroniques et nucléaires [21] :

$$R = \int_0^R dX = \int_{E_{ion,0}}^0 \frac{dE}{\frac{dE}{dX}} = \int_0^{E_{ion,0}} \frac{dE}{-\left(\frac{dE}{dX}\right)_n - \left(\frac{dE}{dX}\right)_e} = \frac{1}{N} \int_{E_{ion,0}}^0 \frac{dE}{S_n(E) + S_e(E)} \quad (27)$$

En considérant le pouvoir d'arrêt nucléaire constant (potentiel de Nielsen en $\frac{1}{r^2}$) et pour le pouvoir d'arrêt électronique $S_e(E) = K E^{\frac{1}{2}}$, le parcours (R) s'exprime [6]:

$$\begin{aligned} R(E_{ion,0}) &= \frac{1}{N} \int_0^{E_i} \frac{dE}{S_n k E^{\frac{1}{2}}} = \frac{2}{N k^2} \left[k E_{ion,0}^{\frac{1}{2}} - S_n \ln \left(1 + \frac{k E_{ion,0}^{\frac{1}{2}}}{S_n} \right) \right] \\ &= \frac{1}{N k^2} \left[S_{e,0} - S_n \ln \left(1 + \frac{S_{e,0}}{S_n} \right) \right] \end{aligned} \quad (28)$$

1. Distribution des parcours projetés

Lorsqu'un ion incident pénètre dans un solide, il subit plusieurs collisions et plusieurs changements de direction avant de s'arrêter. Tous les ions n'ont pas le même parcours (R) ni le même parcours projeté (R_p). La statistique du phénomène fait que ces ions sont répartis dans le matériau selon une certaine distribution qui définit alors une distribution des parcours projetés. La connaissance de la concentration des impuretés dopantes lors de l'implantation est importante en technologie des semi-conducteurs [22].

Expérimentalement nous n'avons pas accès à la distance R parcourue par l'ion incident, mais on peut connaître la projection de ce parcours R sur la direction du faisceau d'ions avant la pénétration dans la cible. Le profil final d'implantation est une sommation des profils élémentaires. On définit ainsi R_p le parcours projeté représentant la profondeur où les ions implantés s'arrêtent avec un maximum de concentration. Dans le cas d'un potentiel en $\frac{1}{r^2}$, Lindhard et al [23] ont obtenu :

$$\frac{R}{R_p} = \frac{1}{4} \left[\frac{(5+A)(1+A)}{2A} \cos^{-1} \left(\frac{1-A}{1+A} \right) - 1 - 3A \right] \quad (29)$$

$$\text{Avec : } A = \frac{M_{atome}}{M_{ion}} \quad (30)$$

Cette expression est approximée par :

$$\frac{R}{R_p} \approx 1 + b \frac{M_{\text{atome}}}{M_{\text{ion}}} \quad \text{avec } b \approx 0,1 \rightarrow 0,3 \quad (31)$$

Pour caractériser la répartition statistique des ions en profondeur, on définit la déviation standard (ΔR_p). Une estimation de ΔR_p dans le cas où $\varepsilon < 10$, est donnée par [6]:

$$\Delta R_p \approx 0.4 R_p \frac{2(M_{\text{ion}} M_{\text{atome}})^{\frac{1}{2}}}{M_{\text{ion}} + M_{\text{atom}}} \quad (32)$$

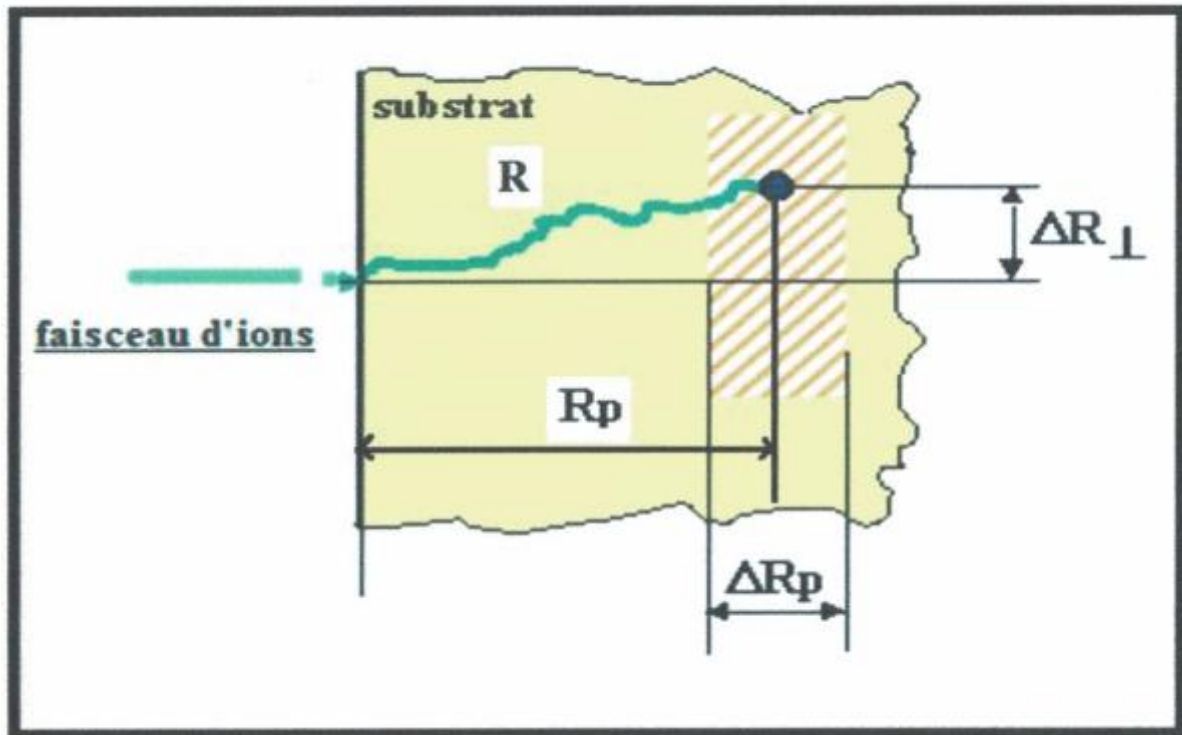


Figure I. 6 : Parcours et distribution des ions implantés [6].

Parallèlement à la surface, les ions présentent une répartition statistique avec un maximum de concentration sur la direction de pénétration des ions incidents. On définit alors la déviation latérale (ΔR_T) qui est un paramètre important dans la conception des composants (architecture).

La variation du parcours (R), du parcours projeté (R_p), de la déviation standard (ΔR_p) ainsi que de la déviation latérale (ΔR) représentées dans la **figure (1.6)**, sont étroitement liés à l'énergie d'implantation. Il a été montré que d'une part, les déviations standard et latérale augmentent avec l'augmentation de l'énergie d'implantation. D'autre part, on observe que plus la masse des implants est grande plus les différentes déviations standard et latérale diminuent ainsi que le parcours projeté.

Le profil des impuretés dans le cas d'une implantation mono énergétique de dose θ , peut être représenté par une Gaussienne (21 J. Soit x la profondeur :

$$n(x) = \frac{D}{\sqrt{2\pi}\Delta R} \exp \left[-\left(\frac{x-R_p}{\sqrt{2}\Delta R_p} \right)^2 \right] \quad (33)$$

Pour une répartition à trois dimensions de l'espace :

$$n(x, y, z) = \frac{D}{(2\pi)^{3/2} \Delta R_p \Delta R_{\perp y}} \exp \left[-\frac{(x-R_p)^2}{2\Delta R_p^2} - \frac{y^2}{2\Delta R_{\perp y}^2} - \frac{z^2}{2\Delta R_{\perp z}^2} \right] \quad (34)$$

Pour une déviation latérale en profondeur dans le plan (x, y), perpendiculairement à la surface d'incidence (6):

$$n(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{D}{(2\pi)^{3/2} \Delta R_p \Delta R_{\perp y}} \exp \left[-\frac{(x-R_p)^2}{2\Delta R_p^2} - \frac{y^2}{2\Delta R_{\perp y}^2} - \frac{z^2}{2\Delta R_{\perp z}^2} \right] dz \quad (35)$$

$$n(x, y) = \frac{D}{2\pi \Delta R_p \Delta R_{\perp y}} \exp \left[-\frac{(x-R_p)^2}{2\Delta R_p^2} - \frac{y^2}{2\Delta R_{\perp y}^2} \right] \quad (36)$$

$$\text{Car: } \int_{-\infty}^{\infty} \frac{D}{(2\pi)^{3/2} \Delta R_{\perp z}} \exp \left[-\frac{z^2}{2\Delta R_{\perp z}^2} \right] dz = 1 \quad (37)$$

a) Cas d'une distribution Gaussienne

La première approximation considère que les ions sont distribués dans le matériau, après implantation selon une gaussienne, la distribution des parcours projetés s'écrit comme suit [24] :

$$F(X) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_p} \exp - \left(\frac{X-R_p}{\sigma_p} \right)^2 \quad (38)$$

Avec :

- **F(X)** : est la distribution, et **R_p** et σ_p sont des moments de la distribution.
- **R_p** : est le parcours projeté moyen des ions, il donne la position du maximum de la distribution.
- **σ_p** : est la déviation standard projetée, elle caractérise la dispersion des parcours projetés autour de R_p

La concentration des ions implantés dans le cas d'un profil gaussien est alors donnée par

$$:N(x) = D \cdot F(x) = \frac{D}{\sqrt{2\pi}\sigma_p} \exp - \frac{1}{2} \left(\frac{x-R_p}{\sigma_p} \right)^2 \quad (39)$$

Où : **D** : est la dose d'ions par unité de surface.

Le maximum de concentration si l'on néglige la rétrodiffusion est donné par :

$$N(X) = \frac{D}{\sqrt{2\pi\sigma P}} \quad (40)$$

Nous allons discuter le cas d'une fonction de distribution à 3 moments et le cas d'une fonction à 4 moments.

b) Cas d'une distribution à 3 moments

il existe plusieurs distributions à 3 moments, le troisième moment tient compte de la dissymétrie de la distribution par rapport à R_p en général la fonction de la distribution $F(X)$ s'écrit sous la forme d'un produit d'un polynôme $P(X)$ par une fonction Gaussienne $G(X)$, Le polynôme s'écrit sous la forme suivante :

$$P(X) = 1 + \frac{\sqrt{\beta_1}}{6}(X^2 - 3X) + \frac{\beta_2 - 3}{24}(X^4 - 6X^2 + 3) + \frac{\beta_1}{72}(X^6 - 15X^4 + 45X^2 - 15) \quad (41)$$

X : est une variable normalisée pour simplifier l'écriture :

$$X = \frac{X' - R_p}{\sigma P} \quad (42)$$

β_1 : Le troisième moment.

β_2 : Un quatrième moment qui d'après Winterbon est lié à β_1 par la relation suivante : $\beta_2 = 3 + \frac{5}{3}\beta_1$

(43)

La distribution finalement $F(X)$ s'écrit sous la forme suivante :

$$F(X) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma P}} e^{-\frac{X^2}{2}} \left[1 + \frac{\sqrt{\beta_1}}{6}(X^2 - 3X) + \frac{5\beta_1}{72}(X^4 - 6X^2 + 3) + \frac{\beta_1}{72}(X^6 - 15X^4 + 45X^2 - 15 \dots) \right] \quad (44)$$

c) Cas d'une distribution Pearson IV

C'est une distribution à quatre moments, elle est donnée par formule suivante [25]:

$$F(x) = k[b^2(x - R_p)^2 + b_1(x - R_p) + b_0]^{1/2b_2} \exp \left[-\frac{b_1/b_2 + 2a}{\sqrt{4b_2b_0 - b_1^2}} \arctg \frac{2b_2}{\sqrt{4b_2b_0 - b_1^2}} \right] \quad (45)$$

Où : K : est une constante donnée par la relation de normalisation.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} F(X) dX = 1 \quad (46)$$

Et les autres constantes a , b_0 , b_1 , et b_2 sont données par :

$$a = \frac{\sigma_p \gamma (\beta + 3)}{A}$$

$$b_0 = \frac{-\sigma_p^2 (4\beta - 3\gamma^2)}{A}$$

$$B_1 = a$$

$$b_2 = \frac{-2\beta - 3\gamma^2 - \gamma}{A}$$

$$A = 10\beta - 12\gamma^2 - 18$$

Les moments M_i , d'ordre $i = 1, 2, 3, 4$ de la distribution $F(X)$ sont reliés aux paramètres σ_p, γ, β et fi par la relations [7]:

$$R_p = M_1, \gamma = M_3 / \sigma_p^3, \sigma_p^2 = M_2, \beta = M_4 / \sigma_p^4$$

IV. QUELQUES PROBLEMES D'IRRADIATION DANS LES SOLIDES

On rencontre plusieurs problèmes dans l'implantation des matériaux. Les uns sont liés à la structure du matériau, et les autres au phénomène du bombardement. Nous allons citer trois de ces problèmes : l'amorphisation du matériau, La pulvérisation ionique et la canalisation [7].

1. L'amorphisation du matériau

L'amorphisation, phénomène souvent observé dans le cas d'implantation dans des semi-conducteurs, apparaît beaucoup plus rarement dans les métaux. Cette amorphisation, caractérisée par la destruction de la périodicité à longue distance, est détectée en utilisant la diffraction des rayons X par l'apparition d'une base très large pour les raies de diffraction pour des angles d'incidence faibles et par une diminution de l'intensité diffractée [29].

2. La pulvérisation ionique

Le phénomène de pulvérisation ionique ou (l'érosion ionique), c'est à dire l'éjection d'atomes ou groupes d'atomes d'une cible bombardée par une particule énergétique est connu depuis plus de 150 ans. On avait en effet remarqué que les ampoules à décharge se métallisaient. Cette métallisation était due au bombardement de la cathode par des ions produits par la décharge. On sait aujourd'hui que cette érosion est causée par des cascades de collisions d'atomes à l'intérieur de la cible qui conduit à l'éjection d'atomes de la surface de la cible.

La pulvérisation ionique est caractérisée par le taux d'érosion défini comme le nombre moyen d'atomes éjectés de la cible par particule énergétique incidente.

a) Taux d'érosion

1. Définition du taux d'érosion

La pulvérisation ionique (l'érosion ionique) se traduit par une perte de matière de la cible. On peut alors parler d'érosion ionique. Cette érosion est quantifiée par le taux d'érosion (s) (ou rendement de pulvérisation). Il est généralement exprimé en atomes par ion.

$$s = \frac{\text{Atomes érodés}}{\text{Ions incidents}} \quad (47)$$

Le taux d'érosion dépend de la cible, de l'ion incident, de son énergie et de son angle d'incidence. En effet les interactions entre l'ion et les atomes de la cible sont fonction de la nature de l'ion et de la cible. Ainsi, la cascade de collisions dépend fortement du couple ion cible.

Suivant les cas, la cascade pourra être très étendue ou restreinte. Il est à retenir que la taille de la cascade est fonction de l'énergie de l'ion incident alors que sa localisation dans la cible est fonction de l'angle d'incidence.

2. Prévion du taux d'érosion

L'étude [30] des taux d'érosion a fait l'objet de beaucoup de travaux expérimentaux. Toutefois, du fait de la large gamme d'énergies étudiées, de la variété des cibles et des ions incidents, il arrive souvent que des données nécessaires ne se trouvent pas dans la littérature.

Dans notre étude nous nous sommes fixés comme objectif la détermination du taux d'érosion de certains semi-conducteurs sous certaines conditions liées à l'ion incident et aux caractéristiques de la cible moyennant un outil de calcul type Monte-Carlo.

3. La canalisation

La structure cristalline des matériaux joue un rôle très important dans la distribution des ions implantés. Si la pénétration des ions se fait suivante des axes cristallographiques à faibles indices, la probabilité de collision ion-cible diminue par rapport à une pénétration selon des axes à grands indices ou dans un matériau amorphe. Cet effet est appelé canalisation.

La **figure (1.8)** représente cet effet de canalisation. On remarque un profil d'implantation atteignant R_{max} -Un deuxième pic dans le profil des impuretés peut apparaître si cet effet de canalisation deviendrait très important.

La distribution des ions implantés dépend de l'orientation du faisceau d'ions par rapport à la structure cristalline du matériau cible, de la température de la cible (vibrations thermiques du réseau), de l'état de surface de la cible et de la dose d'implantation (amorphisation).

Lorsque l'ion pénètre sous un petit angle par rapport aux rangées atomiques du réseau cristallin, il sera guidé par ces atomes grâce à des collisions successives sous faibles angles. L'ion reste à une distance considérable ($r > r_{min}$) des atomes du réseau [6].

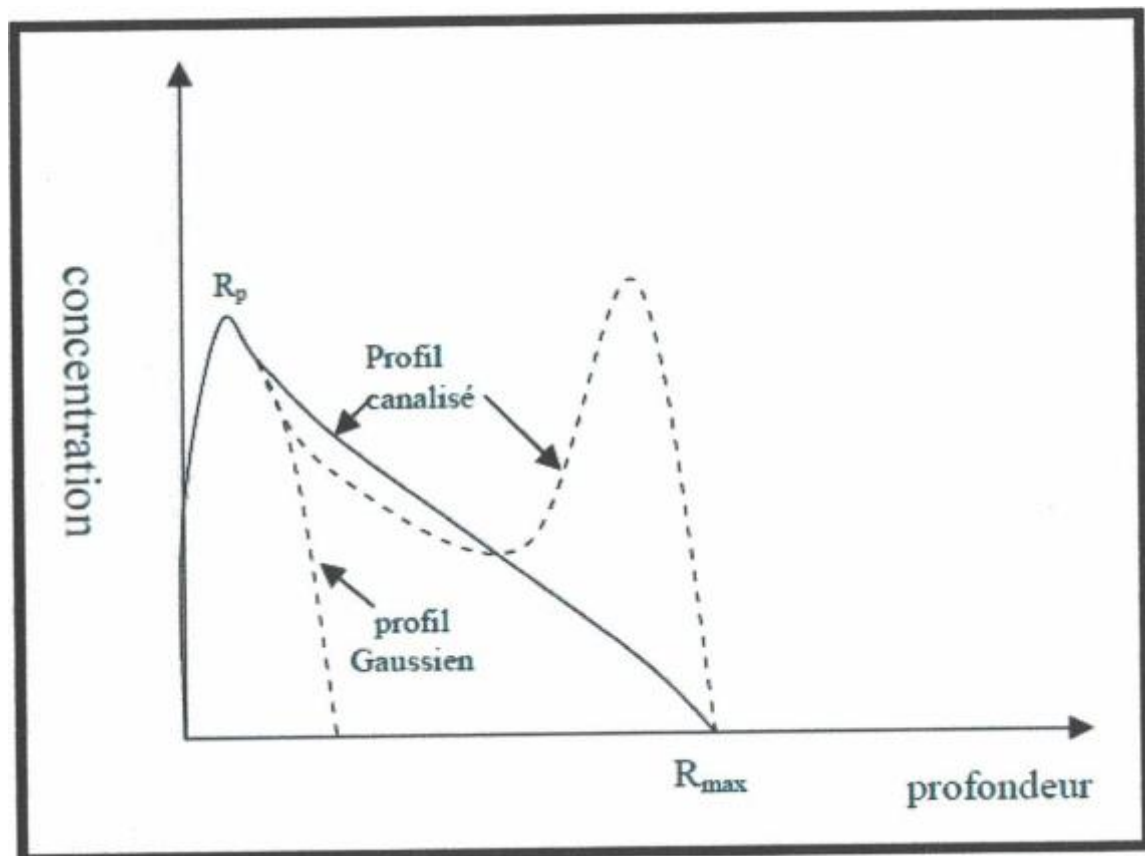


Figure I.8 : Distribution des ions implantés dans différents cas de canalisation [21].

V. DESCRIPTION GÉNÉRALE DE LA TECHNIQUE "SIMS"

1. Présentation de la technique

La technique d'analyse par SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy) repose sur l'émission de la matière lorsqu'un matériau est bombardé par un faisceau d'ions dits primaires.

Une partie de cette matière est ionisée à la sortie de la cible, ces particules sont appelées des ions secondaires. Ce sont ces derniers qui sont sélectionnés en masse et analysés pour accéder à la composition de l'échantillon-cible. Tous les types d'échantillon peuvent être analysés excepté ceux qui ne sont pas compatibles avec l'ultravide.

L'analyse des ions secondaires par spectrométrie de masse informe sur la nature chimique élémentaire et moléculaire de l'extrême surface, c'est-à-dire les premières monocouches atomiques ou moléculaires de la surface.

Il existe deux familles de SIMS : le SIMS statique et le SIMS dynamique. Ces derniers se distinguent par la dose d'ions primaires (nombre d'ions incidents par unité de surface).

En **SIMS statique**, la dose d'ions primaires est inférieure à 10^{13} ions / cm^2 , alors que la surface d'un matériau contient environ 10^{15} ions / cm^2 . Les impacts sont donc espacés et la surface peu perturbée, nous obtenons par conséquent une information sur l'extrême surface. En analyse statique, chaque impact d'ions primaires peut être considéré comme un événement indépendant et isolé. L'énergie transmise à la surface est suffisamment faible pour éjecter des molécules avec une faible fragmentation. Chaque molécule aura une empreinte de fragmentation particulière, l'information organique peut être retrouvée.

Le **SIMS dynamique** utilise des doses d'ions primaires entre 10^{16} et 10^{19} ions / cm^2 . Dans ces conditions, le bombardement entraîne une érosion progressive de la surface, ce qui a l'avantage de permettre d'analyser un échantillon en profondeur. En contrepartie, la fragmentation est très importante voir totale et nous ne pourrions donc pas conserver les informations moléculaires. Seules les évolutions de la distribution des éléments chimiques seront généralement analysées.

Les performances de l'analyse par SIMS sont les suivantes :

- ❖ Toutes les espèces sont détectables de l'hydrogène (**H**) à l'uranium (**U**)
- ❖ Une très grande sensibilité jusqu'au **ppb** ("part per billion" ou partie par milliard) pour certains éléments
- ❖ La détermination de profils de concentration à partir de la surface sur des profondeurs très réduites (résolution allant jusqu'au nanomètre)

- ❖ Une résolution en masse très élevée qui permet, entre autres, l'analyse des isotopes (inaccessible pour toutes les techniques d'analyses par émission électronique ou lumineuse)
- ❖ L'imagerie avec une bonne résolution latérale des éléments (jusqu'à **50 nm**)
- ❖ La possibilité en régime statique d'accéder à la composition moléculaire des premières couches de la surface.

2. Principe

La technique se base sur une irradiation par des ions lourds de basse et moyenne énergie (quelques centaines d'eV à 30 keV). Un schéma du principe de fonctionnement est présenté dans la figure (I. 9). L'impact du faisceau incident avec la cible conduit à l'implantation des particules primaires et à la pulvérisation des atomes neutres (environ 99% de la matière émise) ou chargés (ions secondaires). Un potentiel d'extraction est appliqué entre la cible et la colonne secondaire. Par conséquent, les ions secondaires sont accélérés puis sélectionnés en masse (par mesure du temps de vol, par un quadripôle ou par un secteur magnétique). Enfin, des détecteurs mesurent le courant d'ions pour chaque masse.

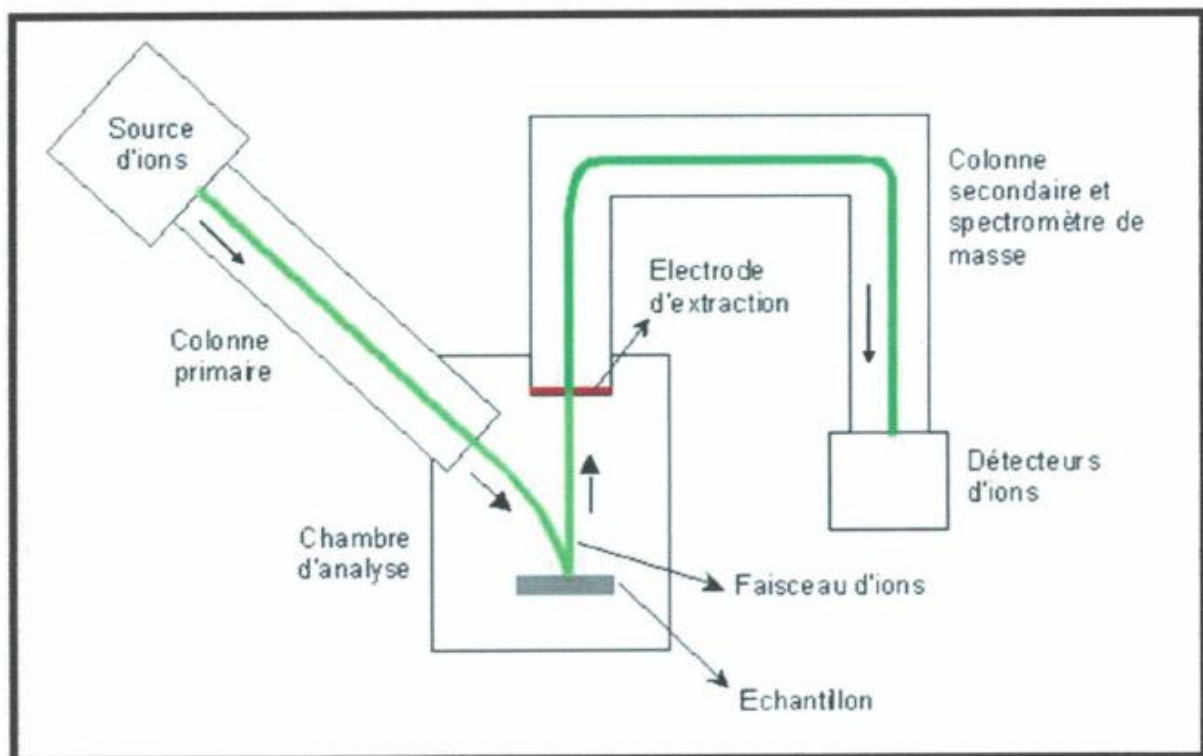


Figure I.9 : Schéma de principe d'un analyseur SIMS [31]

La sensibilité d'un élément, soit la quantité de particules détectées par atome pulvérisé, varie fortement d'un élément à l'autre en fonction de sa probabilité d'ionisation. Cette probabilité dépend de l'élément et de son environnement chimique. En règle générale, quelques centaines d'atomes sont suffisants pour permettre la détection d'un élément [11].

3. Domaines d'application de la technique SIMS

- ❖ La technique SIMS est particulièrement sensible, ce qui la rend intéressante dans le cadre d'analyse de surface pour la détection et la localisation d'élément avec des concentrations de la **ppm**.
- ❖ Une autre application du SIMS est la détermination de profils en profondeur qui révèlent la distribution d'un ou de plusieurs éléments en fonction de la profondeur dans l'échantillon. Le profilage en profondeur peut être utilisé pour suivre les traces, pour analyser des implants, pour déterminer la composition d'un échantillon et pour analyser des empilements de plusieurs couches. Ceci est une application importante dans le domaine de l'analyse des semi-conducteurs. Ainsi les semi-conducteurs standards comme le **Si**, l'**InP**, le **Ge** et le **GaAs** sont bien étudiés.
- ❖ L'analyse des alliages dans la métallurgie est un autre domaine d'application très important.
- ❖ L'imagerie ionique permet de localiser les différents éléments à la surface et de suivre les éléments en profondeur. Par cette méthode, la reconstruction **3D** élémentaire d'un échantillon est réalisable.
- ❖ Des applications typiques sont l'analyse de l'empilement de multicouches dans le domaine de la microélectronique, des verres et des céramiques, l'imagerie ionique en biologie et l'analyse de polymères.
- ❖ Une autre application SIMS est la détection des isotopes dans un échantillon.

4. Les avantages et les inconvénients de la technique SIMS

a) Les avantages

Dans le domaine de l'analyse de surface, un des avantages de la technique SIMS est la détection et la localisation d'éléments à faible concentration. Un autre point fort du SIMS est sa bonne résolution en profondeur et latérale.

Tandis que le bombardement ionique à faible énergie conduit à une résolution en profondeur qui peut atteindre l'ordre du nanomètre, le bombardement ionique avec un faisceau finement focalisé mène à une bonne résolution latérale allant jusqu'à **50 nm**.

La bonne résolution en masse de la technique SIMS, dépassant $M/AM > 50000$, permet de réaliser des analyses isotopiques avec une très grande précision en éliminant les interférences en masse.

La simplicité de la préparation d'un échantillon est un autre avantage de la technique SIMS. Un des critères nécessaires pour analyser un échantillon est sa compatibilité avec l'ultravide. Afin d'éviter des accumulations de charges électriques à la surface d'un isolant pendant le bombardement ionique, celle-ci doit être métallisée.

Ces préparations sont nettement plus faciles que celles d'autres techniques d'analyse, comme par exemple en microscopie électronique à transmission, où l'épaisseur de l'échantillon doit être réduite à 200 nm.

b) Les inconvénients

À côté de tous ces avantages, la technique SIMS présente des désavantages qui la rendent complexe. Les résultats des analyses obtenus par la technique SIMS dépendent de plusieurs facteurs.

Au niveau du bombardement, il faut considérer la nature des ions primaires et les conditions du bombardement. L'ionisation des atomes pulvérisés de la matrice dépend fortement du type d'ions primaires et de la composition de l'échantillon (matrice). Ce phénomène est connu sous "effet de matrice".

En général, SIMS n'est pas une technique quantitative. Néanmoins, les problèmes de quantification peuvent être résolus en appliquant un modèle de quantification dans des conditions bien déterminées, soit en utilisant des standards avec une composition proche de celle de l'échantillon à analyser, soit par déposition et par analyse des éléments sur une matrice avec des propriétés bien connues.

Au niveau de l'échantillon, l'orientation cristallographique ainsi que des interférences possibles entre les masses sont à considérer pendant une analyse. L'orientation cristallographique des grains a également une influence sur le rendement de pulvérisation. Ce dernier dépend de la densité des différentes faces et comme chaque grain d'un échantillon polycristallin possède une orientation différente, le fond des cratères devient rugueux. Les ions secondaires proviennent de profondeurs différentes ce qui diminue la résolution en profondeur [32].

CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons passé en revue les principales notions qui caractérisent les phénomènes d'interaction ion-matière entre autres les pouvoirs d'arrêt dans la matière sous bombardement d'ions et les différentes pertes d'énergie qui en découlent.

De là il est possible de déterminer les distributions des implants dans les matériaux.

Nous avons également noté quelques problèmes liés au phénomène d'irradiation dans le solide particulièrement d'érosion de la surface. Cette érosion qui est généralement indésirable dans la technologie des semi-conducteurs, elle est à la base d'une puissante technique d'analyse (SIMS) en sciences des matériaux.

Chapitre II :

Généralités sur les Semi-conducteurs et propriétés de Silicium

INTRODUCTION

Les matériaux solides peuvent être divisés en deux catégories, les conducteurs (métaux) et les diélectriques (isolants et semi-conducteurs). La différence entre les métaux et les isolants/semi-conducteurs peut être observée à partir de l'apparition d'une bande-interdite (un domaine d'énergie sans états accessibles pour l'électron) pour les diélectriques. Les matériaux dont les énergies de la bande interdite (E_g) sont comprises entre 0 et 4 eV, c'est-à-dire entre un conducteur et un isolant, sont appelés des semi-conducteurs (Kittel, 1986). Mais d'une manière générale la classification est faite à partir de la résistivité.

Souvent, les imperfections et les impuretés dans un cristal donnent naissance à des niveaux d'énergie localisés. De tels niveaux d'impuretés peuvent être partagés entre les donneurs et les accepteurs. Comme exemple d'un niveau d'impureté donneur localisé, on peut considérer un atome de phosphore avec ses cinq électrons de valence dans un cristal de silicium pur. Le cinquième électron du phosphore n'a aucune bande de valence (car les liaisons chimiques sont des liaisons de covalence) à occuper et devrait se positionner à des niveaux plus élevés que les électrons de la bande de valence. Cet électron demeure, cependant, faiblement lié au noyau du phosphore et, par conséquent, il n'est plus considéré comme électron libre de la bande de conduction [33].

Les matériaux ayant la plus faible résistivité à température ambiante ; typiquement inférieure à $10^{-5} \Omega\text{cm}$, sont les **métaux** (cuivre, or, argent, aluminium). La conduction électrique s'effectue essentiellement par les électrons libres dont la concentration diffère peu d'un métal à l'autre de 10^{22} à 10^{23} cm^{-3} , quel que soit sa pureté, une augmentation de la température provoque une légère augmentation de la résistivité ; pouvant s'expliquer par le fait que les électrons libres sont gênés dans leur déplacement par les vibrations (croissance avec la température) des atomes du métal.

Les matériaux dont la résistivité est typiquement supérieure à $10^8 \Omega\text{cm}$; sont considérés comme **isolants**, c'est le cas pour le verre ; le mica ; la silice (SiO_2) ; le carbone (diamant), cette fois l'augmentation de la température peut provoquer la libération d'électrons (ainsi que de « trous ») qui peuvent participer à la conduction électrique, ce qui provoque une baisse de la résistivité avec la température.

Entre les métaux et les isolants se trouvent les **semi-conducteurs (SC)** dont la résistivité varie de 10^{-3} à $10^4 \Omega\text{cm}$ (ou plus).

I. PROPRIÉTÉS GÉNÉRALES DES SEMI-CONDUCTEURS

1. Structure des semi-conducteurs

La structure cristalline des semi-conducteurs monoatomique (du silicium "Si" et du germanium "Ge") est la même que celle du diamant, chaque atome est lié à 4 voisins placés aux sommets d'un tétraèdre par une liaison covalente, ces éléments sont « **tétravalents** ».

La théorie des bandes appliquée aux semi-conducteurs amène à considérer une bande de valence entièrement pleine qui est séparée d'une bande de conduction par une bande interdite distante de l'énergie ΔE . Si on apporte une énergie thermique ou lumineuse suffisante à un électron, il peut passer de la bande de valence à la bande de conduction avec une probabilité P proportionnelle à :

$$P \propto \exp(-\Delta E/KT) \quad (1)$$

ΔE : est l'écart en énergie séparant les deux bandes.

T : la température absolue.

K : est la constante de Boltzmann ; $K = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$.

Pour : $T = 300 \text{ °K} \rightarrow KT = 0.0025 \text{ eV}$.

Diamant : $\Delta E = 7 \text{ eV}$; **silicium :** $\Delta E = 1.12 \text{ eV}$;

germanium : $\Delta E = 0.7 \text{ eV}$.

Dans un semi-conducteur, ΔE est assez faible pour autoriser, à température (T) ambiante, le passage d'un petit nombre d'électrons de la bande de valence vers la bande de conduction.

2. Sensibilité de la conductivité électrique

L'expérience montre que la conductibilité d'un Semi-conducteur peut croître non seulement par élévation de la température mais également par éclaircissement ou par irradiation par des particules élémentaires. Elle varie lorsqu'on applique un champ électrique ou magnétique ou lorsqu'on soumet le Semi-conducteur à une pression extérieure. L'effet exercé par ces conditions ambiantes sur la conductivité électrique des Semi-conducteurs varie selon la structure et les propriétés du matériau, c'est-à-dire selon qu'il s'agit d'un monocristal de haute pureté chimique et de grande perfection cristalline ou, d'un monocristal impur ou encore d'un lingot poly-cristallin ou d'une structure amorphe, de nature inorganique ou organique. C'est

pour cela que les Semi-conducteurs se portent candidats pour la conception des composants électroniques et dans l'industrie électronique en générale,

3. Composition chimique

D'autres critères ont été utilisés dans la classification des matériaux Semi-conducteurs à savoir : la structure cristalline, le type de conduction (ionique ou électronique) et la composition chimique.

a) Les composés simples

Selon la composition chimique on trouve par exemple les corps simples suivants: bore(B), carbone (C), phosphore (P) et le silicium (Si), peuvent exister à température ambiante sous différentes structures, dont les deux extrêmes sont respectivement l'état amorphe et l'état cristallin (monocristallin ou polycristallin) [7].

b) Les composés binaires

L'étude de propriétés des composés binaires, et en particulier de la structure de bandes montre que les éléments les plus légers donnent des composés dont les bandes interdites sont larges et indirectes, et dans laquelle la masse effective des électrons est élevée.

Les composés contenant du Bore, de l'Aluminium ou de l'Azote entrent dans cette catégorie; ils ont en général peu d'intérêt pour l'électronique rapide [34], qui demande des semi-conducteurs à forte mobilité de porteurs ou pour l'optoélectronique où une structure de bande directe est nécessaire pour que les transitions optiques soient efficaces. A l'autre extrémité, les éléments lourds comme le Thallium (Tl) ou le Bismuth (Bi) donnent des composés à base de Gallium (GaAs, GaSb) ou d'indium (InP, InAs, InSb) dont les propriétés sont plus intéressantes [35].

Un grand nombre de composés binaires (GaAs, SiC, GaN, GaP, InP,...etc.), répondant aux formules générales $A^X A^{VII-X}$ (avec X est le numéro de la colonne dans le tableau de Mendeleïev) possèdent aussi des propriétés de semi-conducteurs et sont utilisés en microélectronique [36],

c) Les composés ternaires et quaternaires

L'intérêt pratique des semi-conducteurs III-V est encore considérablement renforcé par la possibilité de réaliser des alliages par substitution partielle de l'un des éléments par un autre élément de la même colonne.

On sait par exemple obtenir des alliages ternaires, ou quaternaires qui sont identifiés de la façon suivante :

1- Ternaires : S'il y a substitution de deux atomes sur l'un des sous réseaux, soit : $A_x A_{(1-x)} B$

Exemple : P, lorsque la composition exacte compte peu, on écrit tout court **GaInP**.

2- Quaternaires 1+3 : S'il y a substitution de trois (3) atomes sur des sous réseaux.

Soit : $A_x A_y A_{(1-x-y)} B$ **Exemple :** $Ga_x In_y Al_{(1-x-y)} As$

3- Quaternaires 2 + 2 : S'il y a substitution de deux (2) atomes sur chacun des deux (2) sous réseaux [35],

Soit : $A_x A_{(1-x)} B_y B_{(1-y)}$ **Exemple :** $Ga_x In_x P_y As_{(1-y)}$

II. LE SEMI CONDUCTEUR AL'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE

Le nombre d'électrons ou de trous d'énergie E dans le semi-conducteur est donné par le produit de la densité d'états (N(E)) par la fonction de distribution (f(E)). Ainsi les densités totales d'électrons dans la bande de conduction (**n**) et de trous dans la bande de valence (**p**) sont données par :

$$n = \int_{E_c}^{E_c^{max}} N_c(E) f_n(E) dE \quad (2.1)$$

$$p = \int_{E_v}^{E_v^{min}} N_v(E) f_p(E) dE \quad (2.2)$$

En outre étant donné les largeurs des bandes de conduction et de valence et la variation rapide de la fonction de Fermi, Les densités de porteurs libres sont représentées sur la **figure (II. 1)**.

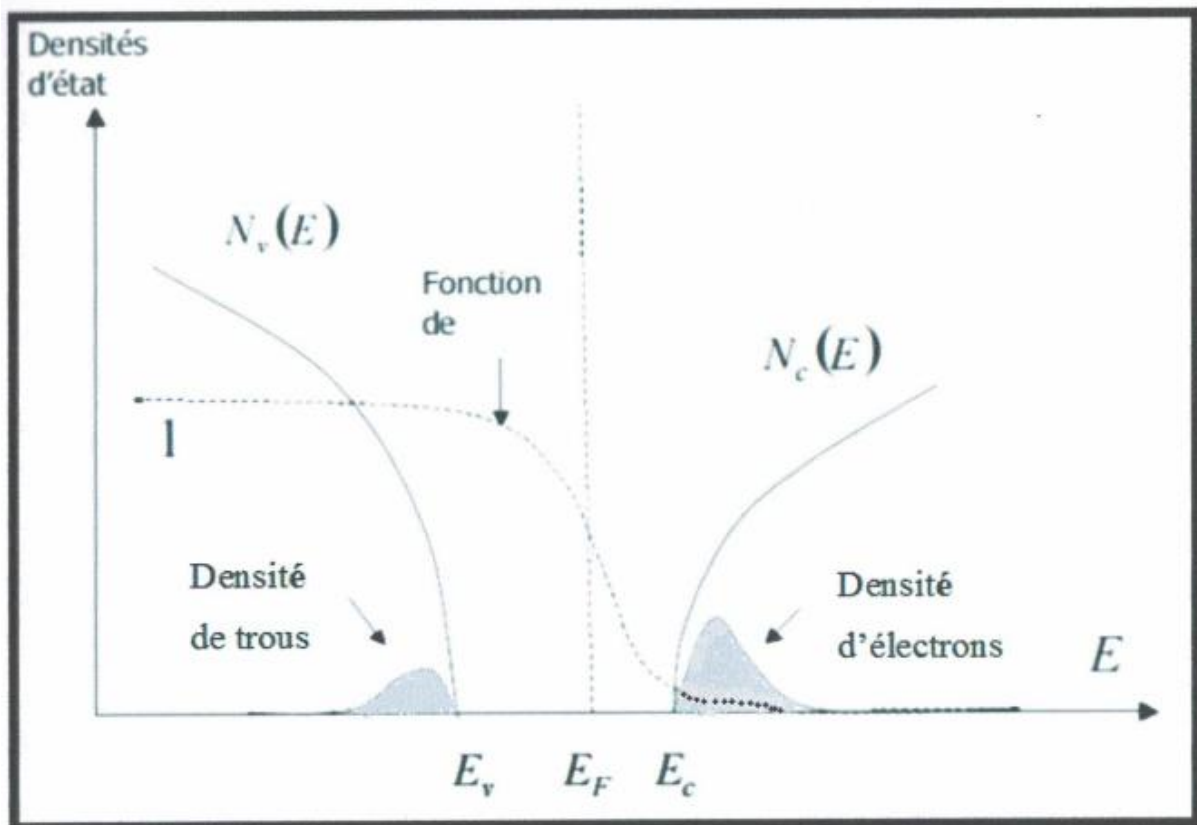


Figure II 1 : Densités de porteurs dans les bandes permises. Les surfaces grisées représentent les intégrales [37].

1. Semi-conducteur non dégénéré

On dit qu'un semi-conducteur est dégénéré lorsque le niveau de Fermi est situé dans une bande permise, bande de valence ou bande de conduction. Dans le cas contraire, qui correspond au fonctionnement de la majorité des composants, le niveau de Fermi est situé dans la bande interdite. S'il est alors distant des extrêma des bandes permises de plusieurs KT , typiquement si :

$E_c - E_f > 2KT$ et $E_f - E_v > 2KT$, les fonctions de distribution des électrons $f_n(E)$ et des trous $f_p(E)$ se ramènent à des distributions de Boltzmann correspondant à un système dilué :

$$f_n(E) \approx e^{-(E-E_F)/KT} \quad (3.1)$$

$$f_p(E) \approx e^{(E-E_F)/KT} \quad (3.2)$$

Alors :

$$n = \int_E^{\infty} N_c(E) e^{-(E-E_F)/KT} dE \quad (4.1)$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} N_v(E) e^{(E-E_F)/KT} dE \quad (4.2)$$

On modifie la forme de ces intégrales en faisant apparaître les énergies du minimum (E_c) de la bande de conduction et du maximum (E_v) de la bande de valence :

$$n = \int_{E_c}^{\infty} N_c(E) e^{-(E-E_F)/KT} dE \cdot e^{-(E_c-E_F)/KT} \quad (5.1)$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} N_v(E) e^{(E-E_F)/KT} dE \cdot e^{(E_v-E_F)/KT} \quad (5.2)$$

Ce qui permet d'écrire les densités de porteurs libres sous la forme :

$$n = N_c(E) e^{-(E-E_F)/KT} \quad (6.1)$$

$$p = N_v(E) e^{-(E-E_F)/KT} \quad (6.2)$$

Avec :

$$N_c = \int_{E_c}^{\infty} N_c(E) e^{-(E-E_c)/KT} dE \quad (7.1)$$

$$N_v = \int_{-\infty}^{E_v} N_v(E) e^{(E-E_v)/KT} dE \quad (7.2)$$

Les quantités N_c et N_v sont caractéristiques des densités d'états dans les bandes de conduction et de valence respectivement. N_c par exemple, représente une somme pondérée de tous les états de la bande de conduction. Le coefficient de pondération est le facteur de Boltzmann qui traduit le fait que plus les états sont hauts dans la bande de conduction plus la probabilité pour qu'un électron occupe ces états est faible. N_c représente en quelque sorte le nombre d'états utiles, à la température (T), dans la bande de conduction. Il en est de même pour N_v dans la bande de valence. N_c et N_v sont appelés densités équivalentes d'états dans les bandes de conduction et de valence. On obtient leurs expressions en explicitant $N_c(E)$ et $N_v(E)$ dans les expressions (7) à partir des expressions :

$$N_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2mc}{h^2} \right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (8.1)$$

$$N_v(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2mv}{h^2} \right)^{3/2} (E_v - E)^{1/2} \quad (8.2)$$

Calculons N_c par exemple :

$$N_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2mc}{h^2} \right)^{3/2} \int_{E_c}^{\infty} N_c(E) e^{-(E-E_c)/KT} dE \quad (9)$$

En posant : $x = (E - E_C)/KT$, l'expression s'écrit :

$$N_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2mcKT}{h^2} \right)^{3/2} \int_0^\infty x^{1/2} e^{-x} dx \quad (10)$$

L'intégrale sur x est égale à $\gamma[1/2]$, de sorte que N_c , et par suite N_v , s'écrivent :

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi mcKT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (11.1)$$

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi mvKT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (11.2)$$

En explicitant les constantes, ces expressions se mettent sous une forme simple :

$$N_c = 2,5 \cdot 10^{19} (m_c/m_0)^{3/2} (T/300)^{3/2} \text{ cm}^{-3}$$

$$N_v = 2,5 \cdot 10^{19} (m_v/m_0)^{3/2} (T/300)^{3/2} \text{ cm}^{-3}$$

Si le semi-conducteur est univallée m_c est simplement la masse effective (m_e) des électrons.

Considérons par exemple les cas de **Si**, **Ge**, **GaAs** à la température ambiante.

	m_c/m_0	m_v/m_0	$N_c \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	$N_v \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
Si	1,06	0,59	2,7	1,1
Ge	0,55	0,36	1	0,5
GaAs	0,067	0,64	0,04	1,3

On constate que les densités équivalentes d'états sont de l'ordre de 10^{19} cm^{-3} dans la bande de valence pour tous les semi-conducteurs. En ce qui concerne la bande de conduction, on retrouve une différence importante entre les semi-conducteurs à gap indirect, tels que **Si** et **Ge**, et les semi-conducteurs à gap direct, tels que **GaAs**. Dans les premiers la densité équivalente d'états de la bande de conduction est de l'ordre de 10^{19} cm^{-3} , dans les seconds cette densité est de l'ordre de 10^{18} cm^{-3} .

Les expressions (6 et 11) montrent que les densités de porteurs libres varient doublement avec la température, d'une part à travers les densités équivalentes d'états et d'autre part explicitement de manière exponentielle. En fait N_c et N_v varient comme $T^{3/2}$ de sorte que les variations des densités de porteurs en fonction de la température sont essentiellement exponentielles.

Les expressions (6) permettent de montrer que le produit np est constant à une température donnée :

$$np = N_c N_v e^{-E_g/KT} \quad (12)$$

2. Semi-conducteur dégénéré

Le semi-conducteur est dégénéré lorsque le niveau de Fermi est situé dans une bande permise. Les densités de porteurs correspondant à l'apparition du régime de dégénérescence sont obtenues simplement à partir des expressions (6). Si on fait $E_F = E_c$ dans l'expression (6. 1) par exemple, on obtient $n = N_c$. De même la dégénérescence de la bande de valence se produit lorsque $p = N_v$. En fait, ces grandeurs ne sont qu'approximatives dans la mesure où en régime de dégénérescence les expressions (6), qui ont été établies dans l'approximation de Boltzmann, ne sont plus valables. Ces expressions permettent néanmoins de connaître, à une température donnée (N_c et N_v sont fonction de la température), l'ordre de grandeur de la densité de porteurs libres correspondant au régime de dégénérescence.

En régime dégénéré on ne peut donc plus approximer la distribution de Fermi par une distribution de Boltzmann et les densités de porteurs libres sont données par les expressions (6). En explicitant les densités d'états et les fonctions de distribution, la densité d'électrons par exemple s'écrit :

$$n = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e}{h^2} \right)^{3/2} \int_{E_c}^{\infty} \frac{(E-E_c)^{1/2}}{1+e^{(E-E_F)/KT}} dE \quad (13)$$

En faisant apparaître la densité équivalente d'états déjà définie par l'expression (11. 1), la densité d'électrons s'écrit :

$$n = N_c F_{1/2}(\eta) \quad (14)$$

$$\text{Avec : } F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{1/2}}{1+e^{\varepsilon-\eta}} d\varepsilon \quad (15)$$

$$\text{Ou : } \eta = (E_F - E_c)/KT \quad \text{et} \quad \varepsilon = (E - E_c)/KT$$

De la même manière, en posant : $\varepsilon_g = E_g/KT$, la densité de trous est donnée par :

$$p = N_v F_{1/2}(-\eta - \varepsilon_g) \quad (16)$$

Les fonctions intégrales $F_{y/2}(x)$ ne sont pas d'un emploi très facile et il est parfois utile, dans l'étude de certains composants, d'étendre aux semi-conducteurs dégénérés la nature analytique des expressions des densités de porteurs utilisées pour les semi-conducteurs non dégénérés (Approximation de Boltzmann).

Si le semi-conducteur n'est que faiblement dégénéré, de type **n** par exemple, on peut prolonger l'approximation analytique de Boltzmann (**Eq. 6**) moyennant un facteur correctif.

En effet pour $x < 2$ on peut montrer mathématiquement que l'intégrale $F_{1/2}(x)$ se ramène à l'expression :

$$F_{1/2}(x) \approx e^x / (1 + \frac{e^x}{4}) \quad (17)$$

Ainsi, pour $E_F < E_c + 2KT$ la densité d'électrons peut s'écrire sous la forme analytique :

$$n \approx N_c e^{-(E_c - E_F)/KT} \frac{4}{4 + e^{-(E_c - E_F)/KT}} \quad (18)$$

Lorsque x devient inférieur à -2 , c'est-à-dire $E_F < E_c - 2KT$, l'exponentielle devient négligeable devant 4 au dénominateur de l'expression (19) de sorte que l'on retrouve l'approximation de Boltzmann, correspondant au semi-conducteur non dégénéré.

Si par contre le semi-conducteur est fortement dégénéré, $x > 5$, la fonction $F_{1/2}(x)$ se ramène à :

$$F_{1/2}(x) \approx \frac{4}{3\sqrt{\pi}} x^{3/2} \quad (19)$$

Ainsi pour : $E_F > E_c + 5KT$, la densité d'électrons s'écrit :

$$n \approx N_c \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \left(\frac{E_F - E_c}{KT} \right)^{3/2} \quad (20)$$

IL faut noter que N_c varie comme $(KT)^{3/2}$, de sorte que la densité d'électrons devient indépendante de la température. Le semi-conducteur présente alors un comportement métallique. Si on explicite JV_c (**Eq. 11**) dans l'expression (20) la densité d'électrons s'écrit, comme dans un métal

$$n \approx \frac{8\pi}{3h^3} (2mc)^{3/2} (E_c - E_F)^{3/2} \quad (21)$$

Ainsi en résumé, avec : $\eta = (E_F - E_c)/KT$ la densité d'électrons s'écrit :

$$\bullet \quad \eta < -2 \Rightarrow n \approx N_c e^\eta \quad (22.1)$$

$$\bullet \quad \eta < 2 \Rightarrow n \approx N_c e^\eta \left[\frac{1}{1 + \frac{e^\eta}{4}} \right] \quad (22.2)$$

$$\bullet \quad \eta > 5 \Rightarrow n \approx (4/3\sqrt{\pi}) N_c \eta^{3/2} \quad (22.3)$$

Ces différentes approximations sont comparées au résultat du calcul numérique sur la figure (II 2)

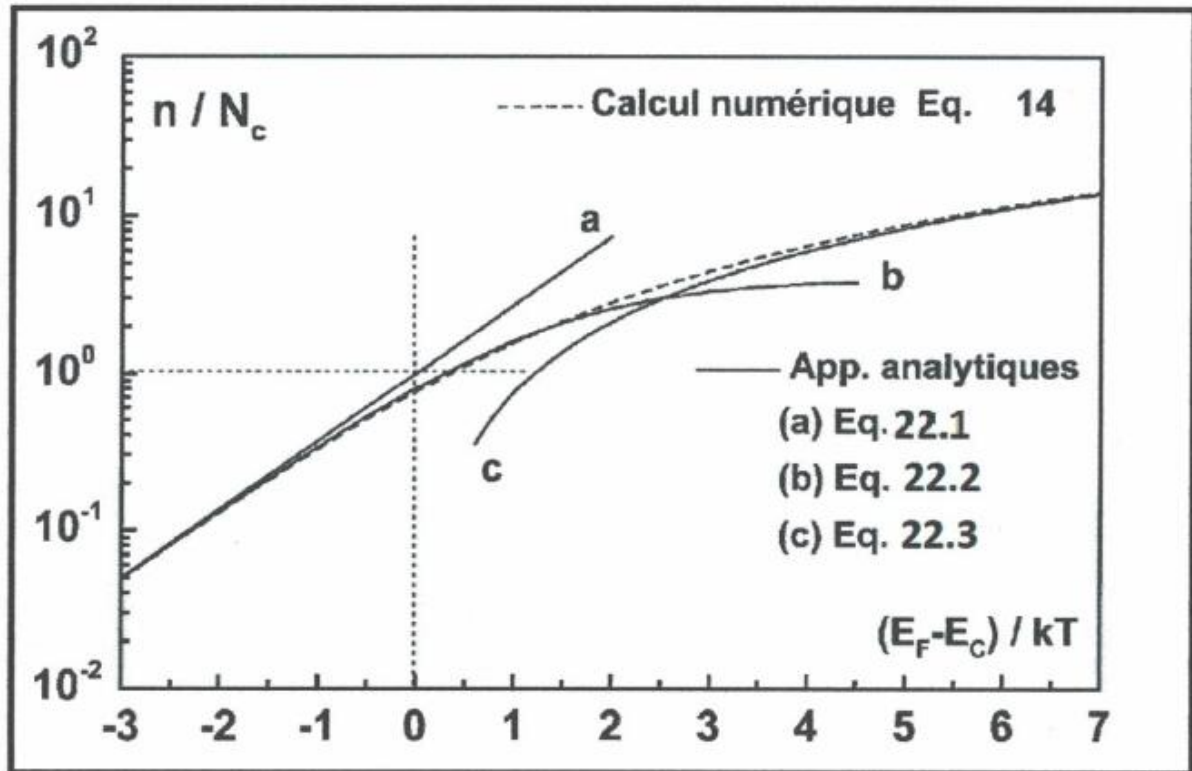


Figure II. 2 : Semi-conducteur dégénéré [37].

Ces différentes approximations sont comparées au résultat du calcul numérique sur la figure (II 2) La courbe en trait discontinu représente la valeur exacte issue du calcul numérique (Eq. 14).

Les courbes en traits pleins représentent les approximations analytiques pour des semi-conducteurs présentant divers taux de dégénérescence (Eq.22).

III. DIFFERENTS TYPES DES SEMI-CONDUCTEURS

Il y a deux types de semi-conducteur :

1. Semi-conducteur intrinsèque

Un semi-conducteur intrinsèque est un semi-conducteur dépourvu de toute impureté susceptible de modifier la densité de porteurs. Les électrons de la bande de conduction ne peuvent résulter que de l'excitation thermique d'électrons liés de la bande de valence. Il en résulte que les électrons et les trous existent nécessairement par paires et $n = p = n_i$, n_i est appelé

densité de porteurs intrinsèques, c'est une caractéristique du semi-conducteur à une température donnée.

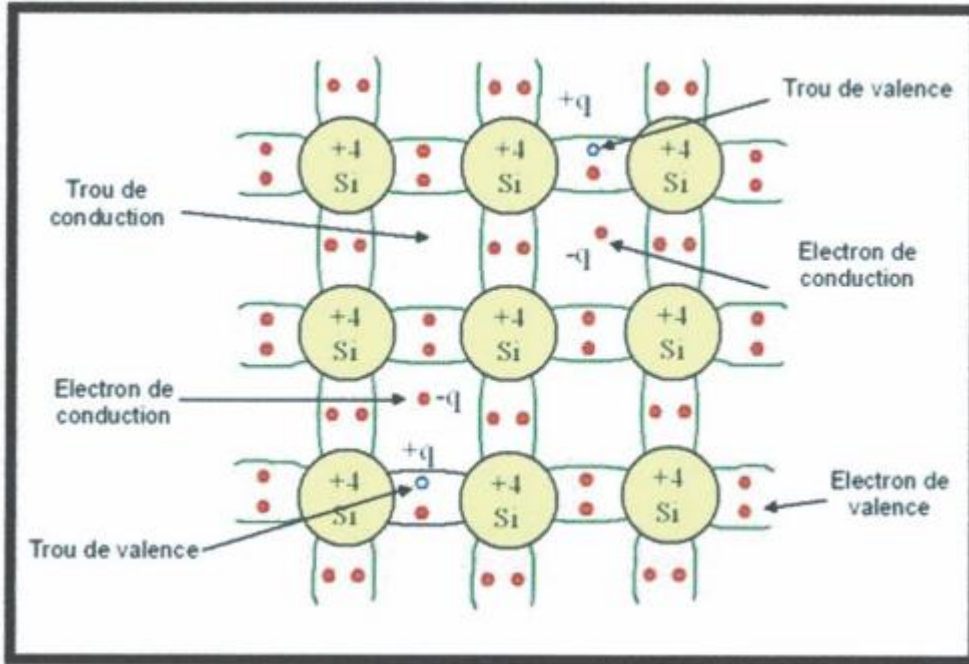


Figure II.3 : Représentation schématisée des liaisons électroniques pour le semi-conducteur intrinsèque (Si) [7].

a) Densité de porteurs

Un semi-conducteur intrinsèque n'est jamais dégénéré de sorte que le produit $np = n_i^2$ est donné par l'expression (12). Il en résulte que la densité de porteurs intrinsèques s'écrit: $n_i = (N_c N_v)^{1/2} e^{-E_g/2KT}$ (23)

Cette densité de porteurs intrinsèques est une fonction exponentielle du gap du matériau et de la température. A la température ambiante on obtient:

	Si	Ge	GaAs
$n_i(\text{cm}^{-3})$	10^{10}	2.10^{13}	3.10^6

b) Niveau de Fermi

On obtient la position du niveau de Fermi en écrivant que $n = p$, soit :

$$N_c e^{-(E_c - E_{Fi})/KT} = N_v e^{(E_v - E_{Fi})/KT} \quad (24)$$

$$\text{Soit : } E_{Fi} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{1}{2} kT \ln \frac{N_v}{N_c} \quad (25)$$

En explicitant le rapport : N_v/N_c en fonction des masses effectives, on obtient [37]:

$$E_{Fi} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_h}{m_e} \quad (26)$$

Il en résulte que le niveau de Fermi intrinsèque E_F est toujours très proche du centre de la bande interdite [38].

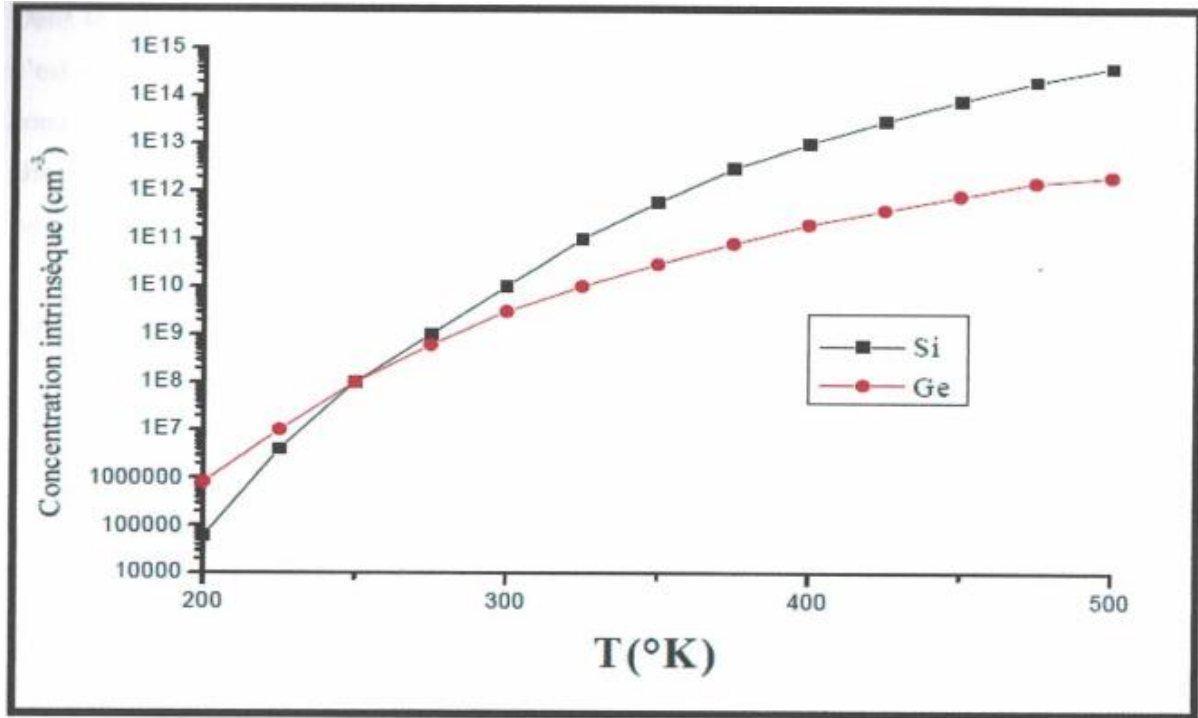


Figure II. 4 : Concentration intrinsèque du silicium et du germanium en fonction de la température [38].

Le rapport des masses effectives de densité d'états est de l'ordre de 1 dans les semi-conducteurs à gap indirect et de l'ordre de 10 dans les semi-conducteurs à gap direct. Il en résulte que le niveau de Fermi d'un semi-conducteur intrinsèque est toujours très voisin du milieu du gap à la température ambiante [37].

$$E_{Fi} \approx (E_c + E_v)/2 \quad (27)$$

2. Semi-conducteur extrinsèque

Dans un cristal semi-conducteur ; il est possible d'introduire dans du **Si** ou **Ge** des atomes étrangers de valence 3 ou 5 par exemple : la colonne **III** ou **V** du tableau de Mendeleïev.

Les atomes vont prendre la place des atomes du réseau, c'est-à-dire se mettre en site substitutionnel. Cet apport va transformer considérablement l'état électrique du monocristal.

- Un atome dopant de type donneur donne un électron au réseau cristallin, s'ionise positivement, et crée un dopage de type n.
- Un atome dopant de type accepteur donne un trou au réseau cristallin, s'ionise négativement, et crée un dopage de type P.

Dans le cas général, les deux types de dopants peuvent exister simultanément dans les matériaux, c'est en fait ce qui se passe en pratique pour des réseaux purement technologique. Le semi-conducteur est toujours globalement neutre et la somme des charges positives est égale à celle des charges négatives. En faisant le bilan des charges présentes, il y a des électrons (**n**) : des trous (**p**) et des ions accepteurs (N_D^+) et des donneur (N_D^+).

$$N_A^- + 2 = P + N_D^+ \quad (28)$$

Le semi-conducteur sera de types **n** ou **P**, si à la température considérée, la concentration en donneurs ionisés ou en accepteurs ionisés respectivement est la plus élevée [7].

$$N_D > N_A \Rightarrow n = \frac{1}{2} \left[N_D - N_A + ((N_D - N_A)^2 + 4n_i^2)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (29.1)$$

$$N_D < N_A \Rightarrow p = \frac{1}{2} \left[N_D - N_A + ((N_D - N_A)^2 + 4n_i^2)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (29.2)$$

a) Différents types de dopage

Les semi-conducteurs intrinsèques n'ont pas une grande utilité en tant que tels ; ils servent de base aux semi-conducteurs dopés : on y rajoute des impuretés pour modifier leur comportement. Il existe deux types de semi-conducteurs extrinsèques [39]:

1. Semi-conducteur dopé n

Matériau dopé n est un semi-conducteur dont la concentration en électrons est largement supérieure à la concentration en trous. On y a introduit généralement du phosphore, de l'Arsenic ou encore de l'Antimoine. Prenons par exemple le cas du Silicium dans lequel on introduit de l'Arsenic (possède 5 électrons sur la couche extérieure).

On associe à l'Arsenic un niveau donneur E_D dans la bande interdite très proche de la bande de conduction. L'intérêt est que pour les températures supérieures à 0°K, les atomes d'arsenic sont ionisés ce qui revient à faire passer l'électron du niveau donneur à la bande de conduction.

La concentration de donneurs sera donc supérieure à la concentration d'accepteurs ($N_D - N_A > 0$) ce qui correspond à la définition d'un semi-conducteur dopé **n**.

A la température ambiante pratiquement tous les donneurs sont ionisés et si la concentration en atomes donneurs est N_D , la densité de porteurs libres du semi-conducteur sera :

$$n = n_0 + N_D \quad (30)$$

Où n_0 est la densité d'électrons générés par le processus de rupture de liaisons de covalence qui engendre des paires électrons-trous.

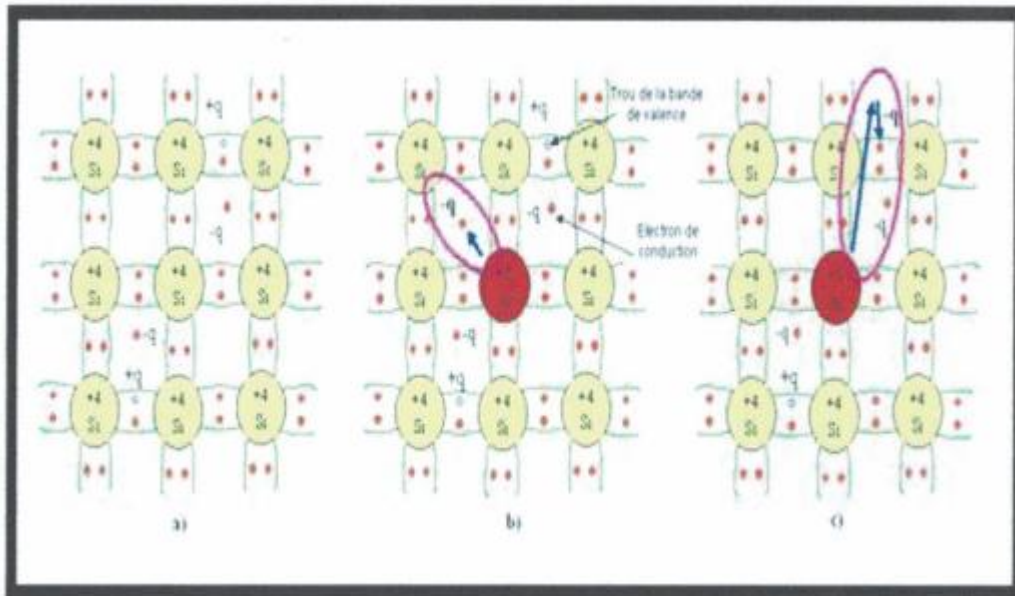


Figure II.5 : Représentation schématique des liaisons électroniques pour le semi-conducteur silicium (Si) dopé n par de l'arsenic (As) [7].

2. Semi-conducteur dopé p

Il s'agit d'un semi-conducteur dont la concentration en trous est largement supérieure à la concentration en électrons. On y a introduit généralement du Bore, de l'Aluminium, du Gallium ou encore de l'Indium, prenons le cas du Silicium dans lequel on introduit du Bore. On associe au Bore un niveau accepteur E_A dans la bande interdite très proche de la bande de valence [40],

De la même façon que pour le semi-conducteur dopé n, la concentration en trous du semi-conducteur sera :

$$p = p_0 + N_A \quad (31)$$

IV. DENSITÉ DE CHARGE DANS UN SEMI CONDUCTEUR

Si l'on considère un Semi-conducteur possédant une densité N_D d'atomes donneurs et une densité N_A d'atomes accepteurs on peut estimer qu'à la température ordinaire toutes les impuretés sont ionisées. Il en résulte le bilan des charges suivant:

$$n + N_a = p + N_D \quad (32)$$

Dans le cas de semi-conducteurs dopés **n** ou **p** la relation (32) se simplifie lorsque l'on tient compte des ordres de grandeur des différentes concentrations.

- **Semi-conducteur dopé n:**

$N_A = 0$ et $N_D \gg p \Rightarrow n \approx N_D$: Les électrons sont les porteurs majoritaires. La densité des donneurs ionisés N_D^+ s'écrit:

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + 2 \exp\left(\frac{E_F - E_D}{kT}\right)} \quad (33)$$

E_D : étant le niveau d'énergie donneur.

- **Semi-conducteur dopé p:**

$N_D = 0$ et $N_A \gg n \Rightarrow p \approx N_A$ Les trous sont les porteurs majoritaires.

La densité d'accepteurs N_A s'écrit [41] :

$$N_A^- = \frac{N_A}{1 + 2 \exp\left(\frac{E_A - E_F}{kT}\right)} \quad (34)$$

E_A : étant le niveau d'énergie accepteur.

Le matériau semi-conducteur étant globalement neutre, l'équation de la neutralité électrique s'écrit :

$$n + N_D^- = p + N_D^+ \quad (35)$$

- **Loi d'action de masse**

La loi d'action de masse relie, à une température (T), la densité de porteurs (électrons et trous) à la densité intrinsèque du semi-conducteur. Elle s'exprime par:

$$np = n_i^2 \quad (36)$$

On en déduit la concentration de porteurs minoritaires de Semi-conducteurs dopés **n** et dopés **p**:

Trous dans un semi-conducteur dopé n:

$$p_n = \frac{n_i^2}{N_D} \quad (37)$$

Electrons dans un semi-conducteur dopé p:

$$n_p = \frac{n_i^2}{N_D} \quad (38)$$

1. Bandes d'énergie

Bien que les électrons d'un atome isolé aient des niveaux d'énergie permise bien définis, le comportement de ces électrons dans un réseau cristallin périodique est différent.

Si la distance entre les atomes est suffisamment petite, comme dans le cas du réseau cristallin du silicium, la présence des atomes voisins génère une sorte d'interférence entre les niveaux permis de chaque atome. Cela entraîne une multitude quasi continue d'états autour de chaque niveau permis de l'atome individuel. Cet ensemble d'états, très proches entre eux, est plutôt considéré alors comme une bande d'énergie permise, avec une densité d'états associée.

Les niveaux d'énergie des électrons de valence et le niveau d'énergie d'ionisation génèrent ainsi deux bandes d'énergies permises particulièrement intéressantes, la bande de valence et la bande de conduction, séparées par une bande dépourvue de niveaux permis, nommée bande interdite (**Figure II.6**). La particularité de ces bandes permises tient au fait que les électrons peuvent circuler librement dans toute la maille cristalline et ainsi générer des courants de conduction électrique (s'agissant d'électrons partagés par les atomes du réseau cristallin) [38].

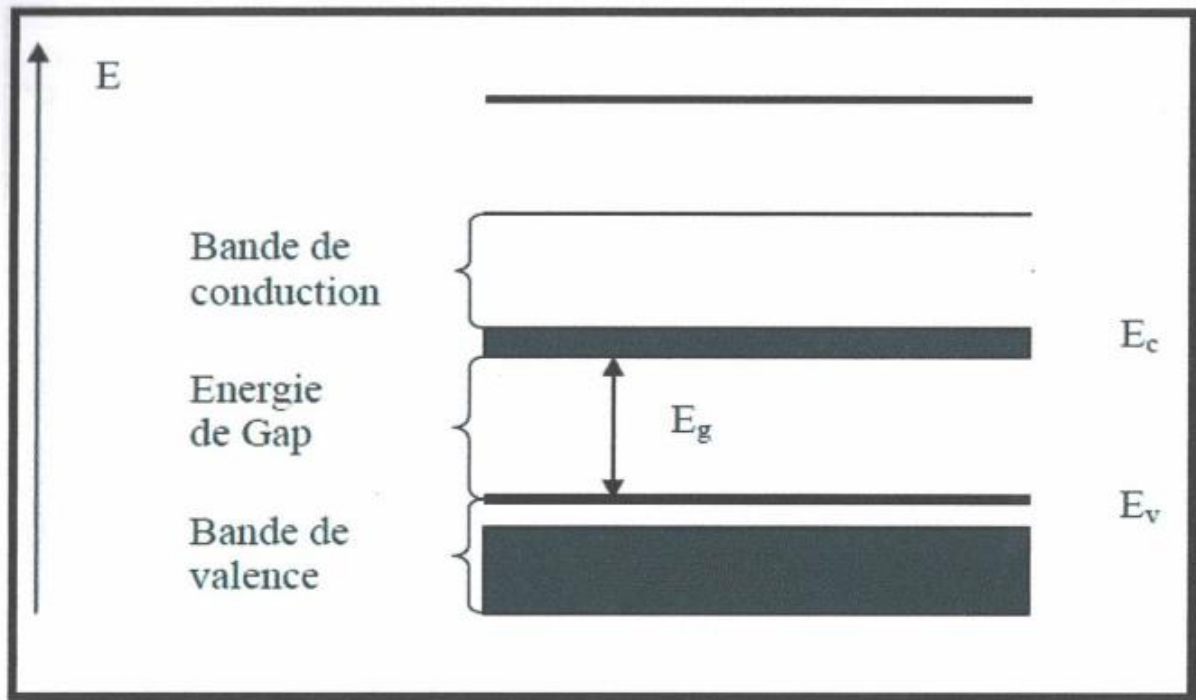


Figure II.6 : Diagramme des bandes d'énergie des semi-conducteurs [38].

Les semi-conducteurs sont caractérisés par leur bande interdite ou gap, qui sépare les derniers états occupés de la bande de valence et l'état libre suivant dans la bande de conduction.

Les électrons d'un atome isolé prennent des niveaux discrets d'énergies, qui sont en fait constitués de sous - niveaux (ou sous couches) mais lorsqu'on rapproche deux atomes ces niveaux (ou sous-niveaux) vont se dédoubler. En étendant ce raisonnement à N atomes, cette « dégénérescence » fait apparaître des bandes d'énergie permises qui peuvent « s'interpénétrer » et se séparer à niveaux lorsque la distance interatomique diminue donnant des bandes d'énergie interdites de largeur E_g « gap ».

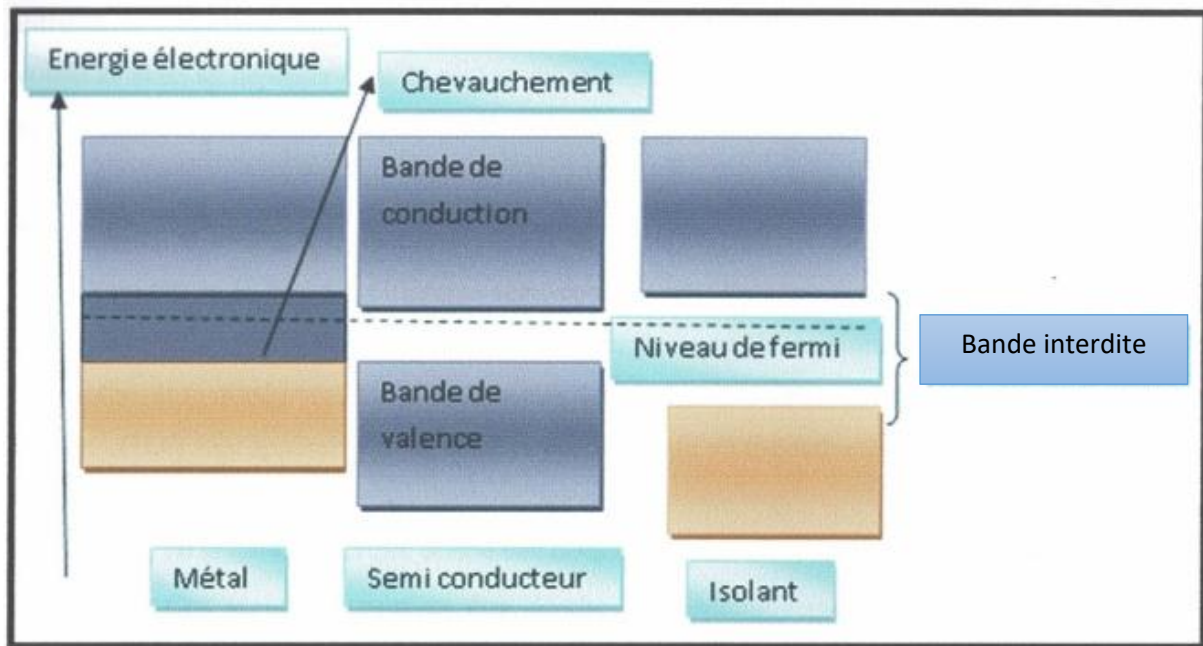


Figure II 7: Les structures des bandes énergétiques (métal, semi-conducteur, isolant) [7].

Le tableau suivant donne quelques exemples de la largeur de la bande interdite ainsi que des distances interatomiques de quelques matériaux [7].

atomes	$E_g(\text{eV})$	Type de matériaux	$d(\text{\AA})$
C(carbone)	5.5	isolant	3.567
Si (silicium)	1.1	Semi-conducteur	5.431
Ge (germanium)	0.7	Semi-conducteur	5.646
Sn (étain)	0	conducteur	6.489

Tableau II.1: Quelques exemples de valeurs de gap et de la distance interatomique [7].

A des températures très basses, la bande de conduction se trouve vide d'électrons et la bande de valence est complètement occupée, car l'énergie thermique n'est pas suffisamment importante pour ioniser les atomes du réseau cristallin. A des températures normales un bon nombre des atomes ionisés ont déjà cédé leurs électrons à la bande de conduction, dans laquelle ils participent à la conduction électrique avec une charge négative.

La bande de valence, même quasiment pleine, présente un nombre de niveaux inoccupés (trous) égal au nombre d'électrons dans la bande de conduction (dans le cas d'un semi-

conducteur intrinsèque); ces niveaux inoccupés peuvent être occupés par un électron de valence d'un atome voisin et ainsi se déplacer dans le réseau cristallin, et participer à la conduction électrique comme s'ils étaient des particules chargées positivement [38].

2. Gap d'énergie

Considérons le gap des différents semi-conducteurs. Le gap est par définition la largeur de la bande interdite, c'est-à-dire la différence d'énergie entre le minimum absolu de la bande de conduction et le maximum absolu de la bande de valence. Les structures de bande représentées dans la figure (II.6) font apparaître deux cas fondamentaux de semi-conducteur [42],

La taille E_g de la bande interdite donne des caractéristiques électriques importantes à chaque semi- conducteur. Ces variations peuvent être décrites approximativement par la fonction universelle suivante [43] :

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{aT^2}{(T+b)} \quad (39)$$

Où : $E_g(0)$ est l'énergie de bande interdite pour : $T=0K$, a et b sont des paramètres servant à décrire la variation de la bande interdite en fonction de la température.

Au voisinage de chacune des limites E_c et E_v , respectivement de la bande de conduction et de la bande de valence, la densité d'états permis $N(E)$ peut être estimée avec l'approximation parabolique suivante [41] :

$$N_c(E) = K_c(E - E_c)^{1/2} \quad (40.1)$$

$$N_v(E) = K_v(E_v - E)^{1/2} \quad (40.2)$$

K_c et K_v : étant des constantes pratiquement indépendantes de la température.

a) Un gap direct

Dans les semi-conducteurs à gap direct, le minimum central de la bande de conduction correspond à des électrons de faible masse effective, donc très mobiles. Par contre ceux qui ont un gap indirect, leur bande de conduction correspond à des électrons de grande masse effective, donc ayant une faible mobilité.

b) Un gap indirect

Les semi-conducteurs à gap indirect, dont lesquels le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont situés en des points différents de l'espace des k et les semi-conducteurs à gap direct pour lesquels ces extrema sont situés au même point de l'espace des k (au centre de la zone de Brillouin, en $\mathbf{k} = 0$).

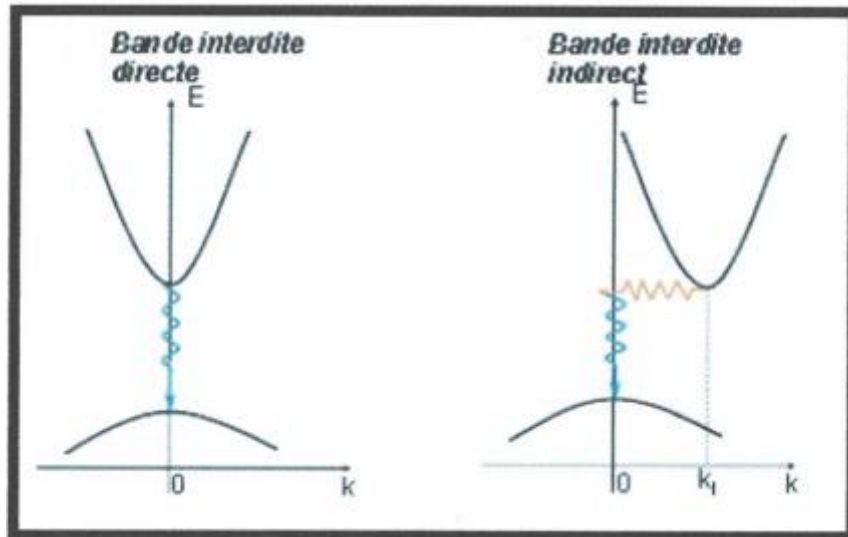


Figure II 8 : Structure de bande schématique d'un semi-conducteur direct et indirect [7].

V. STRUCTURE ET APPLICATION

1. Le Silicium (Si)

a) Le cristal de silicium

Le silicium est l'élément chimique le plus abondant de la croûte terrestre après l'oxygène en représentant 25.7% de sa masse. Faisant partie de la quatorzième colonne du tableau périodique de Mendeleïev, le silicium est un élément dit cristallogène : il existe une forme cristalline du silicium. En effet, le silicium, de même que le germanium cristallise en une structure de type "**diamant**" : la maille élémentaire (représentée en **figure II. 10**) est cubique à faces centrées avec la moitié des sites tétraédriques occupés. Le paramètre de maille du cristal de silicium est de 5.431 Å [44] pour des conditions normales de pression et de température.

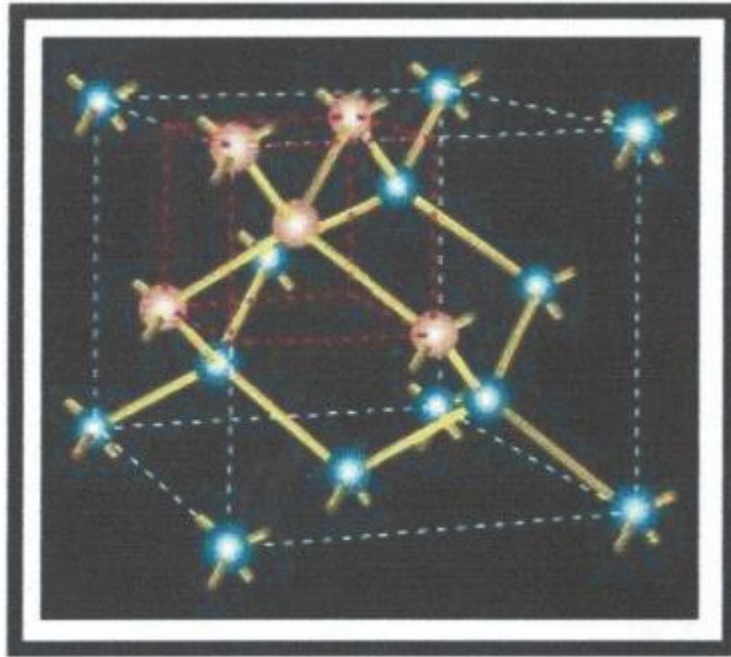


Figure II 10: La maille élémentaire de structure de silicium (Si) [7].

En 1916, **Czochralski** développe une nouvelle méthode pour mesurer le taux de cristallisation des métaux. **W. von Wartenberg** fut le premier à voir dans le procédé de **Czochralski** une méthode d'obtention de monocristaux, permettant ainsi l'obtention de large volume de monocristaux métalliques. Ce n'est qu'après la seconde guerre mondiale, que l'augmentation de la demande en matériaux semi-conducteurs a mené les chercheurs du laboratoire Bell à étendre la méthode **Czochralski** aux semi-conducteurs et la production de germanium commença en 1948 rapidement suivie par celle du silicium. Le développement de cette méthode appliquée aux semi-conducteurs a permis la fabrication de cristaux de semi-conducteurs ultra purs [45].

b) Différents types du silicium

Le silicium utilisé pour les cellules photovoltaïques doit être d'une grande pureté, quel que soit sa forme. Comme beaucoup d'autres éléments, le silicium peut exister à température ambiante sous différentes structures, dont les deux extrêmes sont respectivement l'état amorphe et l'état cristallin (monocristallin ou multi cristallin) [7].

1. Le Silicium monocristallin

La technologie monocristalline, plus chère, utilise des barres pures de silicium également employées dans la fabrication des puces électroniques. Le silicium monocristallin est une matière première d'une très grande pureté [46], Dans le cas du Silicium, la fusion de

zone et le tirage en creuset (méthode de **Czochralski**) sont les deux méthodes utilisées couramment pour obtenir des lingots monocristallins de grande pureté longs de plusieurs mètres et d'un diamètre allant jusqu'à **300 mm**. On a des rendements photovoltaïques élevés, supérieurs à **15 %** [47].

2. Le Silicium multi-cristallin

Afin de réduire les coûts de production, le silicium multi-cristallin, moins onéreux que le silicium monocristallin, a été introduit dans l'industrie photovoltaïque à partir des années 1970. Il se présente une nouvelle fois sous forme de lingots de silicium, ce dernier étant constitué de grains d'une taille variant entre le millimètre et quelques centimètres [48].

L'utilisation de silicium multi-cristallin ne permet cependant pas de s'affranchir de l'étape de sciage des lingots. Du fait de la méthode d'élaboration, la concentration en impuretés est supérieure à celle de silicium monocristallin et la structure granulaire induit des recombinaisons. En conséquence, le rendement de conversion photovoltaïque est limité [46].

3. Le Silicium amorphe

Le silicium amorphe a une structure atomique désordonnée, non cristallisée, vitreuse, mais il possède un coefficient d'absorption de la lumière environ 1000 fois supérieur au silicium cristallin. Une fine couche de **0,3 mm** est donc suffisante pour absorber l'essentiel du spectre visible. Dans cette technologie, le silicium est produit directement sur une plaque de verre à partir du gaz silane **SiH₄**. En fait, les plaques de verre sont placées dans une enceinte chauffée où l'on fait le vide, puis du silane est injecté et décomposé par une décharge radiofréquence ; le silicium libéré se dépose alors sur les plaques. La présence d'hydrogène est également nécessaire pour la qualité du matériau (il limite le nombre de défauts en saturant les liaisons pendantes de silicium présentes à cause de la structure désordonnée). Avec ce type de matériau peu coûteux par rapport aux autres formes de silicium, on a de faibles rendements : 5 à 6 % et des problèmes de stabilité apparaissent rapidement quand on l'expose au soleil et aux intempéries (quelques centaines d'heures) [7],

c) Applications de silicium dans les cellules photovoltaïque :

Le silicium (Si) joue un rôle fondamental dans les cellules photovoltaïques (panneaux Solaires) en raison de ses excellentes propriétés semi-conductrices. Voici comment il Est utilisé :

1. Rôle du silicium dans une cellule photovoltaïque:

Matériau semi-conducteur : Le silicium pur est modifié (dopé) pour créer deux types:

Type n (avec excès d'électrons)

Type p (avec manque d'électrons, ou « trous »)

Jonction p-n : Cette jonction est au cœur de la cellule.

Elle génère un champ électrique interne.

2. Fonctionnement de la cellule au silicium:

1. Absorption de la lumière : Les photons du soleil frappent la cellule.

2. Génération de paires électron-trou : L'énergie lumineuse libère des électrons dans le silicium.

3. Séparation des charges : Le champ électrique à la jonction p-n pousse les électrons vers l'extérieur, générant un courant électrique.

4. Production d'électricité : Les électrons circulent dans un circuit externe pour produire de l'énergie.

3. Types de cellules photovoltaïques au silicium:

Monocristallin : Très efficace, mais coûteux.

Polycristallin : Moins cher, un peu moins efficace.

Amorphe (a-Si) : Moins efficace, mais souple et bon marché.

4. Avantages du silicium:

Abondant dans la croûte terrestre.

Non toxique.

Stabilité chimique et physique.

Durée de vie longue (plus de 25 ans pour les panneaux)

CONCLUSION

Dans ce chapitre consacré aux généralités sur les semi-conducteurs, nous avons donné les principales propriétés structurales et électriques des semi-conducteurs et leur classification tant en fonction de la composition chimique, dopage ou structure de bandes.

Dans la dernière partie de ce chapitre nous avons énuméré les propriétés physiques ainsi que les applications et les avantages de silicium et son utilisation dans les panneaux photovoltaïques pour la production de l'énergie électrique.

Chapitre III :

Résultats des Simulations

L'objectif de notre étude est la détermination du taux d'érosion sous bombardement dans le silicium très utilisé en microélectronique.

A cet effet, notre choix s'est porté sur un outil de calcul de type Monte-Carlo en libre accès : le logiciel SRIM.

Après présentation du logiciel de calcul (**SRIM, version 2008**) différentes simulations sont effectuées afin de déterminer l'influence des différents paramètres d'implantation sur le taux d'érosion (**S**).

I. PRÉSENTATION DU LOGICIEL DE SIMULATION NUMÉRIQUE "SRIM"

Plusieurs logiciels de simulation numérique sont utilisés pour calculer les phénomènes cinétiques associés aux pertes d'énergie des ions. SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter) est un ensemble de programmes qui permettent de calculer l'arrêt et l'étendue de pénétration des ions dans la matière (jusqu'à **2 GeV/amu** (=atomic mass unity)). Ce programme utilise les théories de la mécanique quantique pour décrire la collision ion-atome (en supposant qu'un atome en mouvement est un ion, et que tous les atomes de la cible sont des atomes).

Dans ce programme, développé par **Ziegler** et **Biersack**, le matériau est supposé isotrope. Les calculs sont effectués selon une simulation de type **Monte-Carlo**, consistant à suivre individuellement un grand nombre d'ions au hasard des collisions. Un ion incident a une trajectoire rectiligne avec des pertes d'énergies électroniques, puis change de direction sous l'influence des collisions nucléaires. Lorsque l'énergie de l'ion est inférieure à son énergie de déplacement E_d , il s'arrête et il y a dissipation d'énergie sous forme de phonons.

Ce programme permet de calculer différents paramètres liés à l'implantation d'ions dans une cible, entre autres:

- **La distribution spatiale des ions implantés** (profondeur moyenne, dispersion, distribution latérale);
- **Les distributions des pertes d'énergies électronique et nucléaire en fonction de la profondeur** (ce sont les distributions moyennes pour un ion, elles sont exprimées en **eV/Å**);
- **La distribution des lacunes (atomes déplacés)** calculée à partir du modèle de Kinchin-Pease modifié.

Cependant, il existe certaines limitations à ce programme dont il faut tenir compte :

la cible ne garde aucun "effet mémoire" d'une particule sur l'autre : ainsi, la distribution de défauts et le déplacement des atomes de recul ne tiennent pas compte des précédents défauts calculés, ce qui ne permet pas de déterminer un taux de diffusion d'une couche à l'autre;

- **Le calcul ne tient pas compte d'éventuels effets chimiques** qui peuvent devenir importants lorsque l'énergie de l'ion incident est de l'ordre de l'électron volt en fin de parcours;
- **La simulation ne tient pas compte non plus des effets liés à l'élévation de température due à l'irradiation [49].**

Pour nos simulations nous avons utilisé le logiciel **SRIM**. C'est un logiciel qui suit le programme standard **TRIM**.

Le logiciel utilisé pour ces simulations permet à partir de données initiales telles que :

- choix sur l'angle d'incidence.
- choix de l'ion incident.
- choix de la cible.
- choix de l'énergie.
- choix de l'épaisseur [50].

De déterminer les grandeurs physiques souhaitées.

Dans ce travail, nous utiliserons principalement le logiciel **SRIM**, qui utilise la méthode de cascades de collisions pour suivre les atomes individuels déplacés jusqu'à ce que leur énergie devienne inférieure à E_d . L'énergie E_d est définie comme étant l'énergie minimale qu'il faut transférer à un atome cible pour le déplacer de son site et créer une lacune. Sachant que E_1 est l'énergie du projectile (l'ion incident) après la collision et E_2 , l'énergie transférée à un atome cible, **SRIM** peut rencontrer quatre situations différentes :

- $E_1 > E_d$ et $E_2 > E_d$: L'ion incident peut déplacer un atome cible de son site qui devient à son tour une particule incidente pouvant subir d'autres chocs. Il peut déplacer d'autres atomes cibles et constituer des lacunes ;
- $E_1 > E_d$ et $E_2 < E_d$: L'énergie de l'atome cible est insuffisante, il reste alors dans son site et son énergie E_2 sera dissipée dans le réseau pour la création des phonons (vibration de réseau). Quant à la particule incidente, elle continue son mouvement ;

- $E_1 < E_d$ et $E_2 > E_d$: L'atome cible est éjecté de son site et devient une particule incidente pour subir d'autres chocs. La particule incidente occupe des sites vides (substitutionnels) et son énergie est dissipée dans le réseau par la création de phonons ;
- $E_2 < E_d$ et $E_2 < E_d$: L'atome cible continue à vibrer dans sa position d'équilibre sans quitter son site. L'ion incident peut occuper seulement des sites interstitiels et son énergie est dissipée dans le réseau par la création de phonons [51],

Le logiciel SRIM (**Version 2008**) nous offre directement la valeur du taux d'érosion du système étudié (ion, cible, angle d'incidence, énergie, masse), bien entendu il s'agit d'une valeur moyenne sur un grand nombre de tirs (possibilité de calcul **99999 tirs**).

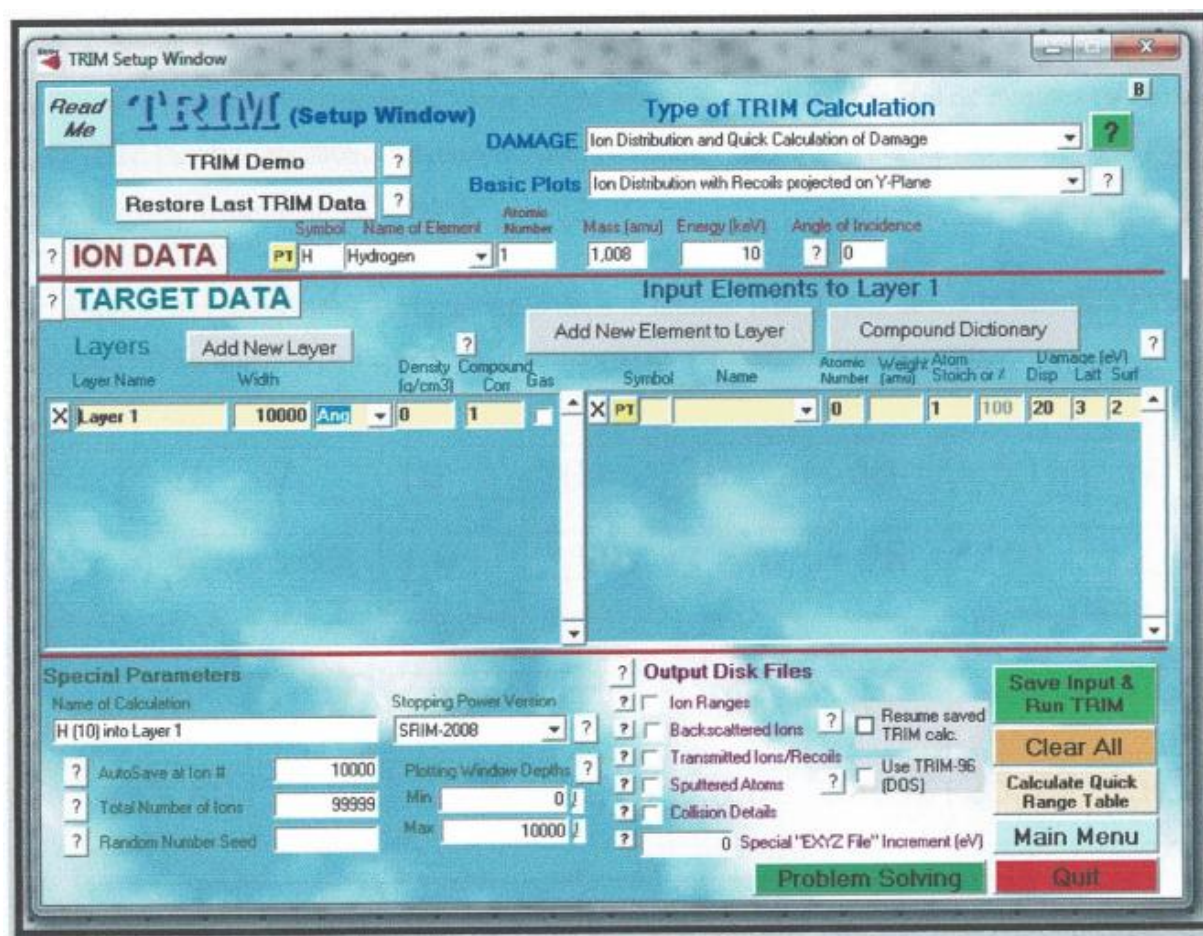


Figure III. 1 : Présentation de l'interface du logiciel SRIM

II. EFFET DE L'ANGLE D'INCIDENCE DU FAISCEAU

Pour étudier l'influence de l'angle d'incidence du faisceau ionique sur le taux d'érosion nous nous sommes fixé tous les autres paramètres de l'implantation.

La cible choisie est un semi-conducteur monoatomique le silicium cristallin Si^{28} le semi-conducteur le plus utilisé en technologie des composants électroniques. Nous avons également choisi un gaz rare Argon Ar^{40} pour mieux mettre en évidence le caractère de la pulvérisation ionique.

L'énergie de l'ion est fixe à 10 keV et une épaisseur largement suffisante pour $400 \text{ \AA}$ éviter le phénomène de transmission des ions pour les échantillons minces.

La seule variable est l'angle d'incidence θ par rapport à la verticale à la surface de la cible variant de 0° à 89° avec un palier de 10 degrés et moins lorsque il s'avère nécessaire.

Pour chaque calcul nous avons utilisé en moyenne **10000** tirs afin de s'assurer d'une meilleure statistique du calcul. Au delà nous avons remarqué que le taux d'érosion n'évolue pratiquement que très légèrement Chaque calcul nécessite quelques dizaines de minutes ($< 1\text{h}$) sur un PC TOCHIBA Satellite c660 , Processeur : Pentium ® Dual-Core CPU T4500@2.3GHZ.

Les résultats des simulations sont regroupés dans le tableau (III. 1) qui donne la variation du taux d'érosion (S) en fonction de l'angle d'incidence (θ) du faisceau ionique $S = f(\theta)$.

θ	0	5	12	15	20	30	45	50
S	0	1.27	1.27	1.30	1.43	1.95	3.71	4.68

θ	60	70	75	77	80	83	85	89
S	7.48	11.27	12.96	13.38	13.71	13.19	12.29	7.88

Tableau III. 1 : Valeurs du taux d'érosion (S) en fonction de l'angle d'incidence (θ) pour système Ar^{40} 10 keV dans Si.

Sur la figure (III. I). nous avons représenté la variation du taux d'érosion (S) en fonction de l'angle d'incidence (θ). $S = f(\theta)$.

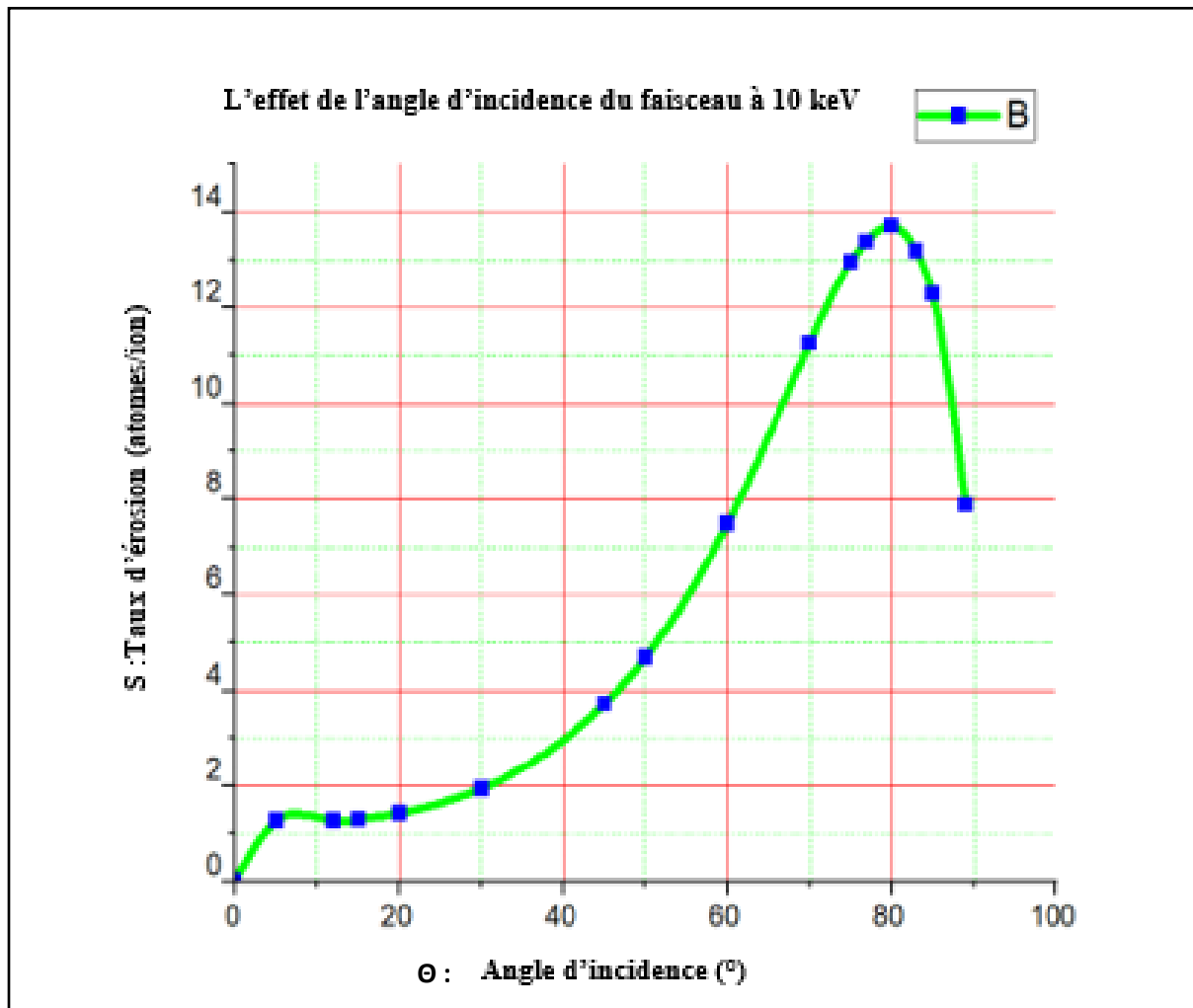


Figure III. 2 : Variation du taux d'érosion (S) en fonction de l'angle d'incidence du faisceau (θ) pour le système Ar^{40} à 10 KeV dans Si.

a) Commentaires

Sur la courbe $S = f(\theta)$ de la figure (III. 1) nous remarquons que le taux d'érosion (S) est sensible à la variation de l'angle θ . Pour des angles $\theta < 10^\circ$ le taux d'érosion (S) reste autour de 2 atomes / ion mais croît d'une manière très importante pour atteindre la valeur maximale de 13 atomes / ion $\theta = 80^\circ$; puis une chute brutale pour les angles : $85^\circ \leq \theta \leq 89^\circ$.

De là on peut affirmer que dans une première phase le taux d'érosion (S) croît d'une manière quadratique (en θ^2) en croissance parabolique jusqu'à atteindre le maximum (pour $0^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$) puis une décroissance rapide pour $\theta > 80^\circ$.

b) Conclusion

L'étude de la variation du taux d'érosion en fonction de l'angle d'incidence θ met en évidence l'importance du paramètre θ lors de l'implantation ionique des semi-conducteurs.

Pour cela si pour des applications technologiques où l'on cherche un taux d'érosion élevé comme pour la technique **SIMS** ou le décapage ionique il est conseillé d'utiliser un angle de θ au voisinage de 80° pour favoriser l'érosion. Par contre pour d'autres applications comme le dopage ou pour la fabrication des dispositifs électroniques où l'on cherche à minimiser le taux d'érosion il vaut mieux effectuer des implantations pour des angles d'incidence du faisceau inférieures à 10° ($\theta < 10^\circ$)

III. EFFET DE L'ÉNERGIE DE L'ION INCIDENT

Ce paragraphe est consacré à l'étude de l'effet de l'énergie de l'ion incident sur le taux d'érosion (S) de la cible. Pour cela nous avons fixé les paramètres d'implantation comme suit : Des ions sous incidence θ de 80° implantés dans une cible de silicium cristallin **Si²⁸** avec des énergies variant de 5 à **100 keV**.

Les profondeurs de la cible sont choisies telles qu'aucun ion ne puisse traverser la cible. Le nombre de tirs et le temps de calcul sont identiques à ceux du paragraphe précédent.

Le tableau (III. 2) regroupe les résultats des simulations obtenus par SR1M pour le système : **Ar⁴⁰** dans le **Si²⁸** sous incidence de 80° pour différentes valeurs de l'énergie ionique.

E (keV)	5	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
S(at/ ion)	10.14	13.71	17.21	18.82	19.85	20.24	20.98	21.23	23.55	25.36	25.49

Tableau III. 2 : Valeurs du taux d'érosion (S) en fonction de l'énergie (E) , pour le système **Ar⁴⁰** à $\theta = 80^\circ$ dans Si.

Sur la figure (III. 2) est représentée la courbe qui donne les variations du taux d'érosion (S) en fonction de l'énergie des ions d'incidence (E), $S = f(E)$.

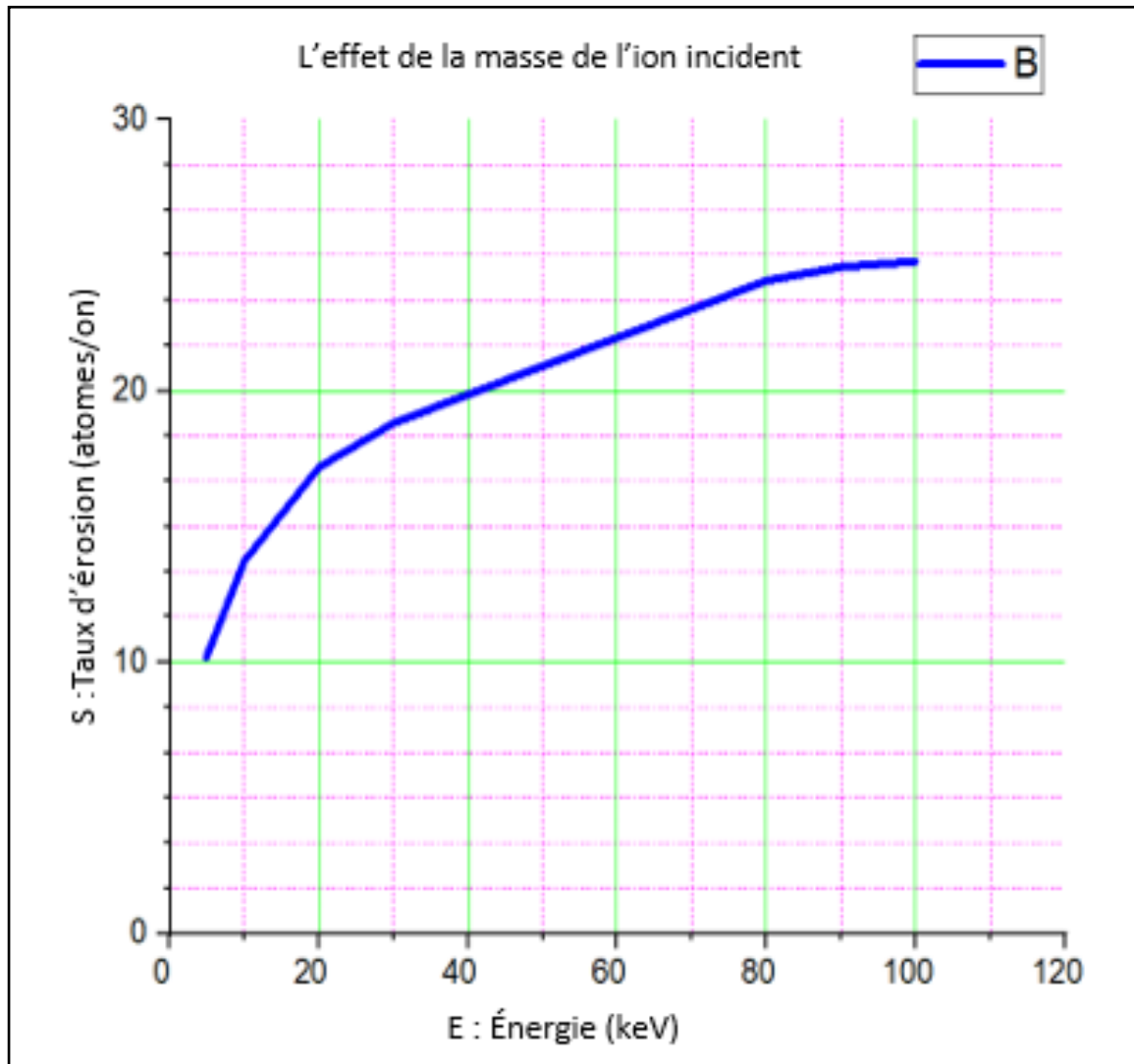


Figure III. 3 : Variation du taux d'érosion (S) en fonction de l'énergie (E) pour le système Ar^{40} à $\theta = 80^\circ$ dans Si.

a) Commentaires

Dans l'intervalle d'énergie étudié soit entre 5 et 100 **keV** ; il est à remarquer une croissance non linéaire (allure exponentielle) du taux d'érosion (S) en fonction de l'énergie des ions incidents.

A travers les résultats de ces simulations, il nous paraît qu'il y a une certaine limite asymptotique du taux d'érosion au alentour de **30 atomes / ion**. D'autres simulations au-delà de 100 keV sont nécessaire pour confirmer cette donnée.

b) Conclusion

Les simulations effectuées sur le système Argon Ar^{40} dans le silicium (Si^{28}), confirme l'importance du paramètre énergie de l'ion sur le taux d'érosion de la cible.

La croissance régulière de cette dépendance $S = f(E)$ avec une certaine tendance de saturation est liée à l'augmentation du pouvoir d'arrêt nucléaire responsable du phénomène d'éjection des atomes dans l'intervalle [5-100 keV] (voir annexe).

A notre avis le paramètre énergie est de moindre importance que l'angle (θ).

IV. EFFET DE LA MASSE DE L'ION INCIDENT

Dans ce paragraphe nous allons étudier l'effet de la niasse de l'ion incident sur le taux d'érosion de la cible. A cet effet nous avons choisi une cible de silicium cristallin Si^{28} bombardé sous incidence θ de 80° avec des ions énergétiques de 10 keV avec différentes masses variant de 4 uma à 209 uma.

Les systèmes étudiés sont . ($\text{He}^4, \text{B}^{11}, \text{Ne}^{20}, \text{Al}^{27}, \text{P}^{31}, \text{Ar}^{40}, \text{Ga}^{69}, \text{As}^{75}, \text{Kr}^{84}, \text{Sb}^{121}, \text{Hg}^{202}, \text{Cd}^{114}, \text{Xe}^{132}, \text{Bi}^{209}$) dans Si, $E = 10 \text{ keV}$, $\theta = 80^\circ$.

Les profondeurs sont telles qu'aucun ion incident ne peut traverser la cible, le nombre de tirs et les temps de calcul sont identiques aux précédentes simulations.

Le tableau III. 3 regroupe les valeurs du taux d'érosion (S) obtenues par le calcul SRIM pour le silicium (Si) bombardés avec divers ions de 10 keV à angle d'incidence $\theta = 80^\circ$.

Ion incident	H^4	B^{11}	Ne^{20}	Al^{27}	P^{31}	Ar^{40}	Ga^{69}
S	0.86	4.61	9.05	10.95	11.92	13.71	18.91

As^{75}	Kr^{84}	Cd^{114}	Sb^{121}	Xe^{132}	Hg^{202}	Bi^{209}
19.06	19.81	22.91	23.50	24.50	27.83	28.08

Tableau III. 3 : Valeurs du taux d'érosion (S) en fonction de différentes masses pour les systèmes dans Si, $E = 10 \text{ keV}$, $\theta = 80^\circ$.

La figure (III, 3) présente la courbe qui donne les variations du taux d'érosion (S) en fonction de la masse de l'ion incident avec une énergie de (E) de 10 keV sous incidence (Θ) de 80° , $S = f(M)$.

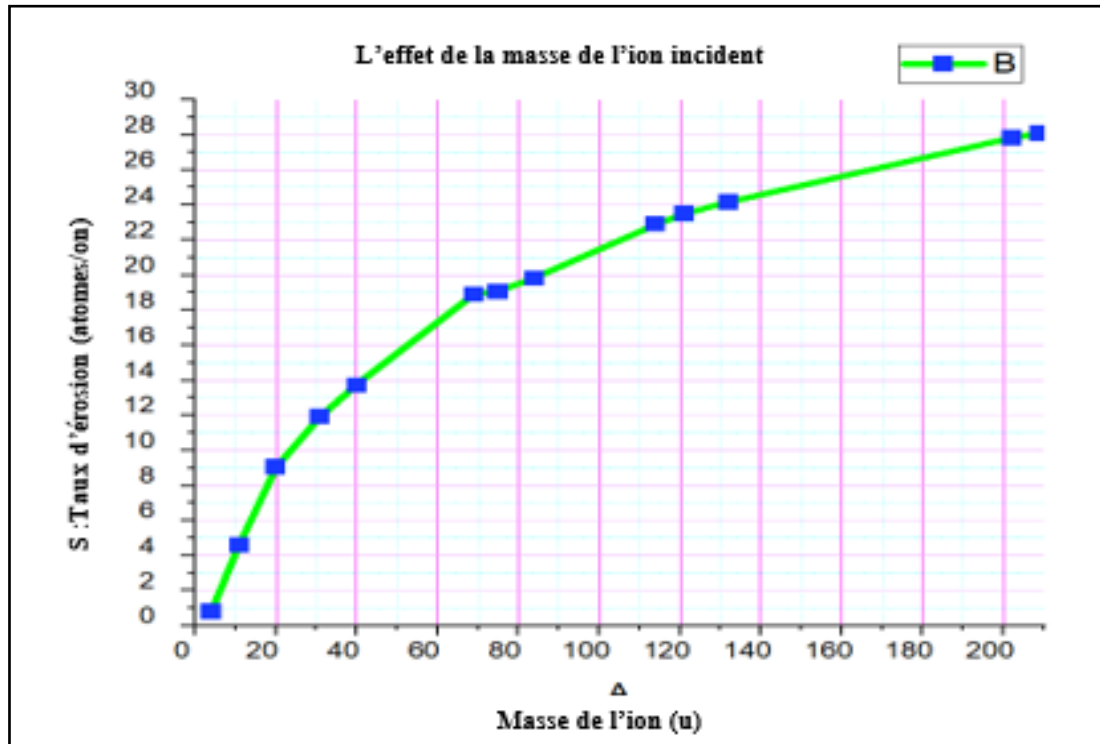


Figure III. 4 : Variation du taux d'érosion (S) en fonction de la masse (M) pour différents ions incidents d'énergie $E=10\text{keV}$ dans Si, avec $\theta = 80^\circ$.

a) Commentaires

La courbe montre une dépendance du taux d'érosion (S) en fonction de la masse de l'ion incident (M). Cette variation est presque linéaire. Dans la 2ème partie du graphe c à d pour les masses M de l'ion incidents supérieure à 69 uma.

Cette courbe montre que le phénomène d'érosion est fortement lié à l'aspect collisionnel des sphères dures plus le projectile est lourd plus le transfert d'énergie par chocs nucléaires est important d'ailleurs on observe que la variation du pouvoir d'arrêt nucléaire pour les systèmes étudiés en fonction de la masse de l'ion incident ont la même tendance.

b) Conclusion

la masse de l'ion affecte le taux d'érosion, plus l'atome est lourd plus la pulvérisation est importante, De là selon l'application désirée en implantation ionique on choisit la taille et la masse de l'ion incident.

V. EFFET DE LA MASSE DE LA CIBLE

Pour étudier l'effet de la masse de la cible sur le taux d'érosion et avoir une étude comparative, nous avons choisi trois types matériels les plus utilisés en technologie de composants en électronique : le carbone (C^{12}) le silicium (Si^{28}), le germanium (Ge^{74}) tous des matériaux cristallins et monoatomiques et appartenant à la colonne IV.

les trois matériaux sont irradiés avec des ions de Ar^{40} de 10 keV sous incidence de 80° . Les résultats des simulations obtenus par **SRIM** sont présentés dans le tableau (III. 4)

Matériau cible	C^{12}	Si^{28}	Ge^{74}
S (atomes/ion)	13.84	13.71	11.49

Tableau III .4 : Valeurs du taux d'érosion (S) en fonction de différentes masses du matériau cible pour les systèmes Ar^{20} dans (C , Si , Ge) $E=10$ keV, $\theta = 80^\circ$.

a) Commentaires

Pour les semi-conducteurs monoatomiques à travers les résultats des simulations obtenus par SRIM nous pouvons affirmer que l'ion Argon a un pouvoir de pulvérisation plus élevé sur le matériau carbone que sur le silicium ou le Germanium , Bien que les trois matériaux soient des monoatomiques et ayant la même structure diamant avec des liaisons covalentes.

b) Conclusion

La masse de la cible est également un paramètre qui affecte le taux d'érosion lors du bombardement ionique des matériaux semi-conducteurs mais chaque paramètre a son degré d'importance.

CONCLUSION

A travers les simulations de calcul **SRIM** nous avons pu montrer l'importance des divers paramètres liés au bombardement ionique dans les semi-conducteurs.

le taux d'érosion dépend fortement de l'angle d'incidence (Θ) du faisceau ionique.

les autres paramètres, masse (**M**) et énergie (E) de l'ion incident ainsi que la masse de la cible sont aussi à prendre en compte.

La fixation des objectifs et le classement du degré d'importance des paramètres sont nécessaires avant tout travail expérimental

Ainsi les simulations faites peuvent être confrontés à des données expérimentales.

Conclusion Générale

CONCLUSION GÉNÉRALE

Avec le développement croissant des techniques d'érosion ionique dans des domaines tels que l'analyse de surface et la gravure à l'échelle nanométrique, le taux d'érosion (S) a fait l'objet de nombreuses études au cours des dernières décennies. Les modèles de calcul basés sur les collisions binaires offrent généralement une bonne estimation de ce taux (rendement de pulvérisation), bien que les phénomènes de migration et de diffusion demeurent difficiles à modéliser avec précision.

Ce mémoire s'est focalisé sur l'étude du matériau semi-conducteur monoatomique Si, à travers des simulations effectuées à l'aide du logiciel SRIM. Ce matériau est particulièrement pertinent en raison de son large usage dans l'industrie électronique, où les mécanismes physiques associés sont bien documentés.

Les simulations ont permis d'analyser l'impact de divers paramètres d'implantation — notamment l'angle d'incidence, l'énergie et la masse de l'ion incident ainsi que celle de la cible — sur le taux d'érosion du silicium soumis à un bombardement par des ions lourds.

Les paramètres ont été étudiés sur une plage d'énergie allant de 5 à 100 keV, et pour des angles d'incidence compris entre 0° et 89° . Il a été observé que le taux d'érosion atteint son maximum autour de 80° , par rapport à la normale à la cible.

D'autres paramètres ont également été explorés et discutés dans ce travail. Enfin, des validations expérimentales s'avèrent nécessaires afin de comparer les résultats obtenus par SRIM et d'évaluer la fiabilité de cet outil de simulation.

Liste des Figures :

Chapitre I:

Figure I-1: Représentation de la perte d'énergie (AE) d'un faisceau de particules dans la matière [5].	5
Figure I-2: Représentation de la perte d'énergie (AE) d'un faisceau de particules dans la matière [5].	5
Figure I-3: Différentes interactions dans le matériau cible.[8]	7
Figure I-4: Différentes interactions dans le matériau cible.[8]	7
Figure II-1: Schéma de l'évolution d'un ion dans la matière solide. L'ion perd progressivement son énergie par une suite de collisions électroniques et nucléaires jusqu'à son implantation [9]	8
Figure II-2: Schéma d'une collision élastique entre deux particules. La cible de masse m_2 est initialement au repos soit $E_2=0$ [10,11].	9
Figure II-3: Les sections efficaces d'arrêts nucléaires et électroniques en coordonnées réduites [6].	16
Figure III-1: Parcours et distribution des ions implantés [6].	18
Figure V-1: Distribution des ions implantés dans différents cas de canalisation [21].	23
Figure VI-1: Schéma de principe d'un analyseur SIMS [31].	25

Chapitre II:

Figure II-1: Densités de porteurs dans les bandes permises. Les surfaces grisées représentent les intégrales [37].	34
Figure II-2: Semi-conducteur dégénéré [37].	39
Figure III-1: Représentation schématique des liaisons électroniques pour le semi-conducteur intrinsèque (Si) [7].	40

Figure III-2:Concentration intrinsèque du silicium et du germanium en fonction de la température [38].	41
Figure III-3:Représentation schématique des liaisons électroniques pour le semi-conducteur silicium (Si) dopé n par de l'arsenic (As) [7].	43
Figure IV-1:Diagramme des bandes d'énergie des semi-conducteurs [38].	46
Figure IV-2: Les structures des bandes énergétiques (métal, semi-conducteur, isolant) [7]. ..	47
Figure IV-3:Structure de bande schématique d'un semi-conducteur direct et indirect [7].....	49
Figure V-2:La maille élémentaire de structure de silicium (Si) [7].	50

Chapitre III:

Figure I-1:Présentation la forme du logiciel SRIM.....	56
Figure II-1:Variation du taux d'érosion (S) en fonction de l'angle d'incidence du faisceau (θ) pour le système Ar40 à KeV dans Si.....	58
Figure III-1:Variation du taux d'érosion (S) en fonction de l'énergie (E) pour le système Ar40 à $\theta = 80^\circ$ dans Si.....	60
Figure IV-1:Variation du taux d'érosion (S) en fonction de la masse (M) pour les systèmes dans Si, E = 10 keV, $\theta = 80^\circ$	62

Liste des Tableaux

Tableau IV-1:Quelques exemples de valeurs de gap et de la distance interatomique [7].....	47
Tableau IV-1:Quelques exemples de valeurs de gap et de la distance interatomique [7].....	47
Tableau II-1:Valeurs du taux d'érosion (S) en fonction de l'angle d'incidence (θ) pour système Ar40 10 keV dans Si.	57
Tableau II-1:Valeurs du taux d'érosion (S) en fonction de l'angle d'incidence (θ) pour système Ar40 10 keV dans Si.	57
Tableau III-1:Valeurs du taux d'érosion (S) en fonction de l'énergie (E) ,pour le système Ar40 à $\theta = 80^\circ$ dans Si.	59
Tableau III-1:Valeurs du taux d'érosion (S) en fonction de l'énergie (E) ,pour le système Ar40 à $\theta = 80^\circ$ dans Si.	59
Tableau IV-1:Valeurs du taux d'érosion (S) en fonction de différentes masses pour les systèmes dans Si, E = 10 keV, $\theta = 80^\circ$	61
Tableau IV-1:Valeurs du taux d'érosion (S) en fonction de différentes masses pour les systèmes dans Si, E = 10 keV, $\theta = 80^\circ$	61
Tableau V-1:Valeurs du taux d'érosion (S) en fonction de différentes masses du matériau cible pour les systèmes Ar20 dans (c , s , Ge) E=10 keV, $\theta = 80^\circ$	63

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

[1] : Hammoum. Karima " Emissions Optiques des Produits de Pulvérisation de Métaux et leurs Oxydes ", these de doctorat, Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou « Algérie », (2011).

[2] : H. Gnaser, B. Heinz, W. Bock et H. Oechsner " Surface modification of GaAs(1 10) by low-energy ion irradiation ", Physical Review B, 52(19), pp. 14086-14092 (1995).

[3] : M. Nastasi, J. W. Mayer, J. K. Hirvonen " Ion-solid Interactions: Fundamentals and Applications, Cambridge University Press «United Kingdom», (1969).

[4] : N. Bohr " On the pénétration of charged particles through matter ", Kgl. Dan. Vid. selskab. Mat. Fys. Medd, 18 (8), (1948).

[5] : G.CARTER, W.A.GRANT " Ion Implantation of Semiconductors ", p.1 1, London « England », (1976).

[6] : Rouha Mustapha " Etude de l'effet de l'implantation ionique dans le CuInSe₂ et autres ternaires", thèse de doctorat, Université Ferhat Abbas de Sétif « Algérie », (2014).

[7] : Benmenni Naanaa " Les Dépôts d'Énergies par Implantation Ionique dans les Semi-Conducteurs (Si, Ge, GaAs) ", Mémoire de Master, Université Mohamed El Bachir Elibrahimi de Bordj Bou Arreridj « Algérie », (2014).

[8] : M. B. Lazar " Etude du Dopage par Implantation Ionique d'Aluminium dans le Carbure de Silicium pour la Réalisation de Composants de Puissance, Thèse INSA de Lyon « France », (2002).

[9] : Carine Davoisne " Evolution des Silicates dans les Milieux Interstellaires, Circumstellaires et Cométaires : le Rôle de l'Irradiation et de la Température ",

thèse de doctorat, Université des * Sciences et Technologies de Lille « France », (2006)002E.

[10] : H. H. Brongersma, M. Draxler, M. de Ridder et P. Bauer " Surface composition analysis by low-energy ion scattering ", Surface Science Reports, 62(3), pp.109 (2007).

[11] : G Christophe Verdeil " Étude de la Pulvérisation et de l'Émission de la Matière sous Bombardement Cs+ ", L'Institut National Polytechnique de Lorraine « France », (2008).

[12] : M. Nastasi, J. W. Mauer, J. K. Huvonen. " Ion-Solid Interaction : Fundamentals and Application", University Press Combridge « Grande Bretagne », (1995).

[13] : N. Bohr, Kgl. Danske Videnskab. Mat-Fys. Medd., 18 (8), (1948).

[14] : http://www.scei-concours.fr/tipe/sujet_2002/si_psi_2002.pdf

[15] : L. Ottaviani " Réalisation de Jonction p-n dans le Carbure de Silicium par Implantation Ionique d'Aluminium ", Thèse de Doctorat, Strasbourg « France », (1999).

[16] : Nouri Rachida " Etude par Spectroscopie de Rétrodiffusion Rutherford de l'Implantation Ionique de Sb dans Si. *Effet de l'orientation du détecteur sur les spectres obtenus* ", Mémoire de magister, « Algérie », (2010).

[17] : O.B. Firsov " A Qualitative Interprétation of the Mean Electron Excitation Energy in Atomic Collision ", soviet physics, (1959), Vol.36, n°5, pp.1076-1080.

[18] : J. Lindhard " Slowing-Down of Ions ", Proc. Royal Society of London, (1969), Vol.311, pp.11-19.

[19] : J.Lindhard, M. Scharff " Energy Dissipation by Ions in the KeV Région ", Physical Review, (1961), Vol.24, n°L pp.128-130.

- [20] : J.Lindhard, M. Scharff " Energy Dissipation by Ions in the Bohr Région ", Phys. Rev, (1961), pp 124-128.
- [21] : H. Ryssel " I. Ruge, Ion implantation ", John Wiley & Sons, (1986).
- [22] : M.Moulavi-Kakhki and D.G. Ashworth, J. Phys. C18, 1135 (1985).
- [23] : J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff " Approximation Method in Classical Scattering by Screened Coulomb Fields, Mat. Fys. Medd.Vid. Seisk., vol. 36, pp 10, (1968).
- [24] : J.F. Zigler, J.P. Biersack and U.Littmark " The Stopping and Range of Ions in Solids ", Pergamon Press, New York « USA », (1985).
- [25] : K.B. Winterbon, Rad. Effects, 13, 215 (1972).
- [26] : Abbas Fouzia, " Synthèse de Nanocristaux du Composé Semiconducteur ZnTe dans SiO₂ par Implantation Ionique ", Mémoire de Magister, Université Mentouri de Constantine « Algérie », (2009).
- [27] : J.F.Gibbons, W.S.Myloie " Projected Range Statistics-Semiconductor and Related Materials ", Stroudsburg (PA), Dowden,Hutchinson and Ross Publisher,p.402,(1975).
- [28] : M.T. Robinson and LM. Torrens, Phys. Rev. 9, 12,5008 (1974).
- [29] : R.chemam, thèse de Doctorat en Sciences, Université de Annaba « Algérie », (2006).
- [30] : Thomas Tondu, " Etude de la Pulvérisation Ionique (Application aux Effets de Jet de la Propulsion Plasmique) ", Thèse de doctorat de L'École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace « France », (2005).
- [31] :Tutorial par Probion, «<http://www.probion.fr/fr/tutorial/index.php>», (2008).
- [32] : Lex Pillatsch " Bombardement Ionique O', F', CF, Br' et F en S1MS : Génération par Duoplasmatron et Étude du Potentiel Analytique ", Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Lorraine « France », (2010).

[33] : Idriss Bedja " Photoélectrochimie des Systèmes à Semiconducteurs Nanocristallins: Étude Spectroélectrochimique du Stockage d'Électrons et du Processus de Photosensibilisation ", Thèse de doctorat, Université du Québec à Trois-Rivières « Canada », (1996).

[34] : R. Castagné et al " Circuits Intégrés en Arséniure de Gallium ", Physique, Technologie et Règles de Conception. Masson et Cinet ENST Paris « France », (1989).

[35] : Dehimi Said " Etude de lasers à base des composés semi-conducteurs (InP, GaAs, GaP) ", Mémoire de magister, Université El-Hadj Lakhder de Batna « Algérie », (2011).

[36] : php Philippe. Leturcq " physique des semi-conducteurs de puissance ", Institut des Sciences Appliquées de Toulouse « France », (2002).

[37] : Henry Mathieu, Hervé Fanet " Physique des semiconducteurs et des composants Electroniques ", Dunod, Paris « France », (2009).ISBN 978-2-10-054134-8.

[38] : Benahmed Benabdallah Nadia " Propriétés physiques des semi-conducteurs (Si monocristallin et Ge) et Simulation des cellules solaires à base de Si et SiGe ", Université Abou Bekr Belkaid de Tlemcen « Algérie », (2006).

[39] : Beiser A, " Physique Appliquée : Cours et Problèmes ", McGrawHill, série Schaum.

[40] : <http://dduk.free.fr/Repository7Articles/SemiCond.pdf>

[41] : H.Mathieu " Physique des Semi-conducteurs et des Composants Électroniques ", Masson, VTO M^x, AA^{^^} .

[42] : BagMadli Nawel " Évolution Du Paramètre Exciton de Bohr en Fonction des Propriétés Optoélectroniques des Semiconducteurs III-V ", Thèse de doctorat, Université Abou Bakr Belkaid de Tlemcen « Algérie », (2013).

[43] : S. M. " SZE Physics of Semiconductor Devices ", John Wiley & Sons, (1981).

[44] : J- Weber " Properties of cristalline Silicon ", Inspec (1999).

[45] : Malika Madani " Réalisation des Couches Antireflets dans les Cellules Solaires a Couches

Minces ", Thèse de doctorat, Université Abou Bakr Belkaid de Tlemcen « Algérie », (2006).

[46] : G.C. Joyce, D.T.J. Hurle et Q.QA.E. Vaughan " Novell Development of the Weighing Method for Automatic Czochralski Crystal Growth of Semiconductors ", Journal of Crystal Growth 132, 1 (1993).

[47] : S. Quoizola, thèse de doctorat, Laboratoire de Physique de la Matière de L'INSA de Lyon « France », (2003).

[48] : A.Boustta, M.Mebarki, A. Bensaada, " Semiconducteurs de la Technologie aux_Dispositifs ", Université D'Oran Institut de Physique P409

[49] : Faik-etienne Hasnaa " Etude de l'Implantation Ionique dans les Miroires Multicouches

Mo/Si : Application aux Optiques Diffractives ", Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse « France », (2005).

[50] : Mokrane Abdelkader " Etude des Matériaux Métalliques sous Irradiation - Dommages et Effets - ", Mémoire de magister, Université EL-Hadj Lakhdar de Batna « Algérie », (2013).

[51] : Patrick Gailly " Etude de l'Évolution de l'État de Surface de Matériaux Optiques sous Bombardement Ionique à Faible Énergie ", Thèse de doctorat, Université de Liège - Centre Spatial de Liège - « Belgique », (2011).

Sites internet : <http://www.srim.org>

Résumé (Fr)

Le travail de ce mémoire porte sur l'étude du **taux d'érosion** sous **implantation ionique** dans le silicium (Si). Le programme **SRIM** nous permet de déterminer ce taux d'érosion en fonction de divers paramètres (angle d'incidence, énergie, masse de l'ion et celle de la cible). Les résultats des simulations sont présentés et discutés en tenant compte des divers phénomènes d'**interaction ion-matière** (pouvoirs d'arrêt).

Mots-Clés: taux d'érosion; pouvoirs d'arrêt; pulvérisation ionique; semi-conducteurs; SRIM.

English Abstract

This thesis focuses on studying the **erosion rate** under **ion implantation** in silicon (Si). The **SRIM** program allows us to determine this erosion rate as a function of various parameters (angle of incidence, energy, ion mass, and target mass). The simulation results are presented and discussed, considering various **ion-matter interaction** phenomena (stopping powers).

Keywords: erosion rate; stopping powers; ion sputtering; semiconductors; SRIM.

الملخص العربي

يتناول هذا البحث دراسة **معدل التآكل** تحت **الزراع الأيوني** في السيليكون (Si). يسمح لنا برنامج **SRIM** بتحديد معدل التآكل هذا كدالة لمتغيرات مختلفة (زاوية السقوط، الطاقة، كتلة الأيون، وكتلة الهدف). يتم عرض ومناقشة نتائج المحاكاة مع الأخذ في الاعتبار الظواهر المختلفة لتفاعل الأيون-المادة قوى التوقف.

الكلمات المفتاحية: معدل التآكل؛ قوى التوقف؛ التذير الأيوني؛ أشباه الموصلات؛ SRIM.