

**République Algérienne Démocratique et Populaire**  
**Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique**  
**Université Mentouri de Constantine**  
**Faculté des Sciences Exactes**  
**Département de Physique**

N° d'ordre :.....

Série :.....

**Mémoire**

**Présenté pour Obtenir le Diplôme de Magister en Physique**

*SPECIALITE : SCIENCES DES MATERIAUX*

*OPTION : SEMICONDUCTEURS*

Thème

***ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE  
L'IMPLANTATION IONIQUE DE Sb DANS Si***

**PAR Mr: SERRAR HAMZA**

Soutenu le: 11 / 12 / 2007

**Devant le jury :**

|                    |                   |   |
|--------------------|-------------------|---|
| <b>Président:</b>  | <b>A. Nouiri</b>  | <b>Prof. Univ. Mentouri Constantine</b> |
| <b>Rapporteur:</b> | <b>R. Labbani</b> | <b>MC. Univ. Mentouri Constantine</b>   |
| <b>Examineurs:</b> | <b>C. Azizi</b>   | <b>Prof. Univ. Oum el Bouaghi</b>       |
|                    | <b>R. Mahamdi</b> | <b>MC. Univ. Batna</b>                  |

# ***REMERCIEMENTS***

Ce travail a été effectué, au laboratoire des Couches Minces et Interfaces (LCMI) du Département de Physique de la Faculté des Sciences Exactes de l'Université Mentouri de Constantine, sous la direction de M<sup>elle</sup> R. Labbani.

Je tiens à adresser mes vifs remerciements à M<sup>elle</sup> **R. Labbani**, Maître de Conférences à l'Université de Constantine, pour avoir assuré la direction de ce mémoire de Magister. Qu'elle trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour ses encouragements, sa disponibilité et la grande compétence dont elle a fait preuve tout au long de ce travail.

Je suis très reconnaissant à monsieur **A. Nouiri**, Professeur à l'Université de Constantine, pour l'intérêt qu'il a porté à ce mémoire en me faisant l'honneur de présider le jury.

Mes sincères gratitudees à madame **C. Azizi**, Professeur à l'Université d'Oum el Bouaghi, d'avoir accepté de juger mon travail et de faire part au jury d'examen.

Je remercie également monsieur **R. Mahamdi**, Maître de Conférences à l'Université de Batna, pour l'intérêt qu'il a porté à ce mémoire et pour avoir accepté de participer au jury d'examen.

Je suis très reconnaissant à madame **F. Mansour**, Professeur à l'Université de Constantine, d'avoir autorisé les analyses de résistivité électrique au sein du laboratoire LEMED (Laboratoire d'Etude des Matériaux Electroniques pour Applications Médicales).

J'exprime enfin mes remerciements à toutes les personnes qui m'ont aidé, de près ou de loin, à réaliser ce travail, en particulier: Mr. **M.S. Aida**, Mr **F. Torregrosa**, Melle **N. Benabila**, Melle **L. Baouni**, Mr. **S. Harouni** et Mr. **R. Aouati**.

# *Sommaire*

---

|  |    |
|--|----|
| <i>Introduction générale</i> .....   | 1  |
| <i>Chapitre I : Généralités sur l'implantation ionique</i>   |    |
| <b>1. Introduction</b> .....   | 3  |
| <b>2. Caractéristiques de l'implantation ionique</b> .....   | 3  |
| <b>3. Description de l'implanteur ionique</b> .....  | 5  |
| <b>4. Théories de ralentissement et de l'arrêt des ions dans un matériau</b> .....                 | 6  |
| <b>4.1. Cas d'un matériau amorphe</b> .....  | 7  |
| <b>4.1.1. Pouvoir d'arrêt nucléaire</b> .....  | 9  |
| <b>4.1.2. Pouvoir d'arrêt électronique</b> .....   | 12 |
| <b>4.2. Cas d'un matériau cristallin</b> .....   | 12 |
| <b>5. Distribution des ions en profondeur de la cible</b> .....                                    | 14 |
| <b>6. La simulation par le code SRIM</b> .....   | 18 |
| <i>Chapitre II : Techniques d'Analyse</i>  |    |
| <b>1. Introduction</b> .....   | 21 |
| <b>2. La Spectroscopie de Rétrodiffusion Rutherford (RBS)</b> .....                                | 21 |
| <b>2.1. Dispositif expérimental</b> .....  | 22 |
| <b>2.2. Principes physiques de la méthode RBS</b> .....  | 23 |
| <b>2.2.1. Le facteur cinématique K (ou facteur de diffusion)</b> .....                             | 24 |
| <b>2.2.2. La section efficace de diffusion</b> .....   | 25 |
| <b>2.2.3. La perte d'énergie</b> .....   | 27 |
| <b>2.2.4. La dispersion en énergie</b> .....   | 29 |
| <b>2.3. Détermination des paramètres de l'implantation ionique à partir d'un profilé RBS</b> ..... | 29 |
| <b>2.3.1. La concentration du dopant</b> .....   | 30 |
| <b>2.3.2. Le parcours projeté <math>R_p</math></b> .....   | 30 |

|  |    |
|--|----|
| 2.3.3. La déviation standard $\Delta R_p$ .....  | 30 |
| 2.4. Le profil de concentration des ions implantés en profondeur de la cible .....                                       | 32 |
| 3. Conditions expérimentales mises en œuvre durant l'analyse par RBS .....   | 35 |
| 4. Caractérisation par diffraction de rayon X .....  | 36 |
| 4.1. Principe .....  | 36 |
| 4.2. Conditions expérimentales mises en œuvre durant l'analyse par DRX .....   | 37 |
| 5. Mesure de la résistivité par la méthode des quatre pointes .....  | 38 |
| 5.1. Principe .....  | 38 |
| 5.2. Conditions expérimentales mises en œuvre durant la mesure de la résistivité par la méthode des quatre pointes ..... | 40 |
| 6. Caractéristiques physico-chimique des éléments Si et Sb .....   | 41 |
| <i>Chapitre III : Simulation des Paramètres liés à l'implantation ionique de Sb dans Si</i>                              |    |
| 1. Introduction .....  | 43 |
| 2. Conditions utilisées en simulation .....  | 43 |
| 3. Etude du pouvoir d'arrêt des ions $Sb^+$ dans la cible .....  | 44 |
| 4. Influence de l'énergie d'implantation sur les paramètres de distribution .....  | 46 |
| 5. Etude de la redistribution des ions $Sb^+$ dans la cible de Si .....  | 48 |
| 5.1. Distribution en profondeur de la cible .....  | 48 |
| 5.2. Distribution latérale des ions $Sb^+$ dans la cible .....   | 51 |
| 6. Etude des phénomènes induits par implantation ionique de $Sb^+$ dans la cible de Si.....                              | 53 |
| 6.1. Production de lacunes .....   | 53 |
| 6.2. Phénomènes d'ionisation .....   | 55 |
| 6.3. Production de phonons .....   | 56 |
| 7. Conclusion partielle .....  | 58 |

---

*Chapitre IV : Etude expérimentale des échantillons implantés*

|   |           |
|---|-----------|
| <b>1. Introduction .....</b>  | <b>59</b> |
| <b>2. Préparation des échantillons .....</b>  | <b>59</b> |
| <b>3. Analyse par RBS .....</b>   | <b>59</b> |
| <b>3.1. Estimation des paramètres d'implantation de l'antimoine dans Si (111) .....</b> | <b>59</b> |
| <b>3.2. Construction du profil d'implantation en profondeur de la cible .....</b>       | <b>63</b> |
| <b>4. Analyse par DRX .....</b>   | <b>65</b> |
| <b>5. Mesure de la résistivité par la méthode des quatre pointes .....</b>              | <b>67</b> |
| <b>6. Conclusion partielle .....</b>  | <b>68</b> |
| <i>Conclusion générale .....</i>  | <b>69</b> |
| <i>Références .....</i>   | <b>71</b> |
| <i>Liste des communications.....</i>  | <b>73</b> |

# *Introduction générale*



L'implantation ionique est une technique utilisée principalement dans l'industrie des semi-conducteurs. Actuellement, elle est appliquée dans plusieurs domaines tels que la métallurgie, les céramiques, la biologie, etc. Son principe se résume à bombarder la cible par des ions accélérés lesquels vont pénétrer dans les couches superficielles avec une quantité contrôlable [1-3]. Elle est considérée comme technique de surface puisque la profondeur de pénétration des ions est de l'ordre du micromètre.

Les éléments les plus utilisés pour le dopage du silicium sont le phosphore, le bore, l'arsenic, l'indium et l'antimoine. Ce dernier, permettant le dopage de type n, est particulièrement intéressant pour la fabrication des jonctions superficielles (*i.e.* profondeur de pénétration inférieure à 0.1 $\mu$ m) [4-6]. Dans le cadre de ce travail, on se propose d'étudier le comportement des ions d'antimoine implantés dans le silicium. Notre investigation sera constituée de deux parties essentielles. La première sera réalisée par simulation pour prévoir les différents phénomènes ayant lieu lors des interactions ion-matière (*i.e.* Sb<sup>+</sup>-Si). Quant à la seconde étape, elle sera consacrée à l'expérience qui nous permettra de voir le comportement réel de l'antimoine dans le silicium.

Pour mener à bien notre travail, nous avons structuré ce mémoire comme suit :

Dans le premier chapitre, nous allons donner un aperçu bibliographique sur le processus d'implantation ionique. Nous rappellerons les caractéristiques de la méthode, nous exposerons les théories de ralentissement des ions dans la cible et nous terminerons par introduire le code TRIM qui sera mis en œuvre dans la simulation.

Le deuxième chapitre sera consacré à donner les principes de base des techniques expérimentales utilisées à savoir : la spectroscopie de rétrodiffusion Rutherford (ou Rutherford Backscattering Spectroscopy (RBS)), la diffraction des rayons X (DRX) et la mesure de résistivité par la méthode des quatre pointes. Nous exposerons également les conditions expérimentales mises en œuvre au cours de chaque méthode.

Au cours du troisième chapitre, nous exposerons les différents résultats obtenus par simulation. Ils seront discutés point par point et comparés avec la littérature. A la fin, une conclusion partielle sera proposée.

Dans le quatrième chapitre, les résultats expérimentaux seront étudiés et discutés par rapport aux prévisions fournies par simulation. Une comparaison avec la littérature sera également faite et une conclusion partielle sera proposée.

Nous terminerons ce mémoire par une conclusion générale où les points essentiels seront soulevés. Aussi, nous proposerons les perspectives possibles pour ce travail.

# *Chapitre I*

*Généralités sur l'implantation ionique*

## 1. Introduction

Le dopage des semi-conducteurs est une étape technologique très importante pour la réalisation des circuits intégrés. Il est, le plus souvent, réalisé par implantation ionique présentant des avantages indéniables par rapport au procédé de diffusion thermique. Dans ce travail, tous les échantillons utilisés ont été réalisés par implantation ionique.

Au cours de ce premier chapitre, nous allons présenter un aperçu bibliographique général sur la technique en question (*i.e.* l'implantation ionique). Plusieurs paramètres seront envisagés à savoir : les avantages et inconvénients ; les principes physiques ; la description d'un implanteur ionique, etc. En dernier lieu, nous allons envisager la partie simulation où nous donnerons un aperçu sur le logiciel mis en œuvre pour la prédiction des phénomènes de ralentissement et de l'arrêt des ions dans un matériau.

## 2. Caractéristiques de l'implantation ionique

L'implantation ionique est un processus technologique qui consiste à introduire des atomes chargés (les projectiles) dans un matériau (la cible). En communiquant aux ions suffisamment d'énergie, ces projectiles peuvent pénétrer au-delà de la région superficielle de la cible. La tension d'accélération des ions peut être de quelques keV (implantation plasma) à quelques MeV (implantation haute énergie), la dose est généralement comprise entre  $10^{10}$  et  $10^{16}$  ions/cm<sup>2</sup> [3,7].

Cette technique (*i.e.* l'implantation ionique) est largement employée dans l'industrie électronique. Elle a été introduite dès 1951, grâce à Schockley (un des inventeurs du transistor), pour remplacer le processus classique (diffusion à hautes températures) de dopage des semi-conducteurs [1]. De nos jours, ce procédé est mis en œuvre pour la réalisation de tous types de circuits intégrés.

L'implantation ionique est utilisée dans divers domaines. En microélectronique, elle est employée pour le dopage des semi-conducteurs, en particulier dans la fabrication des transistors JFET (Junction Field Effect Transistor). Chez les céramiques, elle est appliquée pour améliorer les propriétés mécaniques telles que la fragilité et les ruptures qui s'amorcent en surface. Dans le cas des polymères, elle est appliquée pour l'augmentation de la

conductivité électrique (jusqu'à 14 fois) rendant ainsi les polymères semi-conducteurs voire conducteurs [8].

Comme tout processus technologique, l'implantation ionique possède aussi bien des avantages que des inconvénients.

Les principaux avantages de l'implantation ionique sont :

- le contrôle précis du nombre et de la profondeur de pénétration des ions ;
- la solubilité limite peut être largement dépassée (vu que le processus est athermique c'est-à-dire qu'il n'est pas soumis aux lois de la thermodynamique) ;
- possibilité d'introduction d'éléments non miscibles dans la cible ;
- le procédé est très simple ;
- les paramètres à gérer sont très peu nombrables : ils sont tous facilement reproductibles et contrôlables par un courant ou une tension ;
- la méthode s'applique pratiquement à n'importe quel type de substrat et à n'importe quel type d'impureté [2,3] ;
- la quantité totale d'ions introduits peut être aisément mesurée ;
- la technique est réalisée à plus basse température que la diffusion ;
- il n'y a pas de variation dimensionnelle (*i.e.* on peut l'appliquer directement sur des pièces finies).
- La pénétration latérale des ions dans le substrat est limitée (réduite) [1].

Les principaux désavantages de l'implantation ionique sont :

- endommagement inévitable de la cible durant le ralentissement des ions par la collision en cascade avec les atomes cibles ;
- les surfaces à traiter doivent être externes ou en vue directe du faisceau ;
- les épaisseurs à traiter doivent être faibles ( $<1\mu\text{m}$ ) ;
- l'équipement de la technique est très coûteux (selon le modèle, le prix d'une machine neuve oscille entre 3 et 6 millions de dollars) [2].

### 3. Description de l'implanteur ionique

En pratique, l'implanteur est une machine qui fournit des ions (Fig. 1). Ces derniers doivent avoir une masse et une dose déterminée ainsi qu'une énergie bien précise. La création des ions a lieu dans la source à partir de composés gazeux ou d'éléments métalliques vaporisés ou pulvérisés [2]. A ce stade, les ions sont délivrés à partir d'un plasma constitué d'un gaz contenant l'espèce à implanter. Ce gaz est ionisé par des électrons lesquels sont émis par un filament chauffé par effet Joule. A la sortie de la chambre d'ionisation, on applique un champ électrostatique primaire qui permet l'extraction des ions. La source émet toujours des quantités non négligeables d'ions non désirés. Pour pallier à ce problème, une opération de séparation par un champ magnétique est appliquée. Elle permet la sélection et l'obtention d'ions possédant la masse et l'énergie spécifiées. Après la purification et l'accélération du faisceau par un fort champ électrique, les ions traversent des systèmes de focalisation et de balayage pour assurer l'homogénéité de la dose au niveau de la cible. Le principe de fonctionnement d'un implanteur ionique est représenté sur la figure 1.

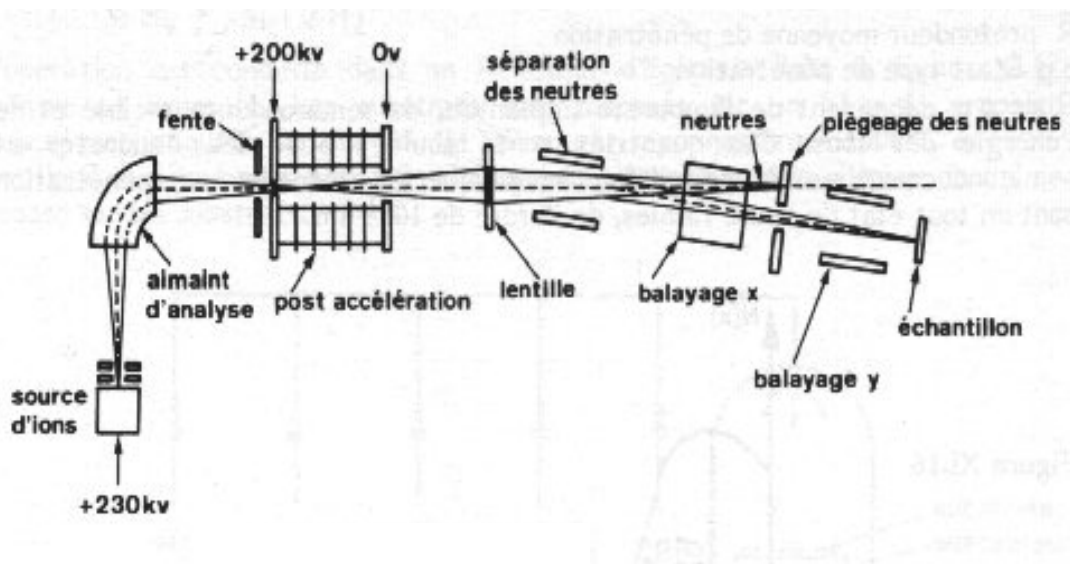


Fig. 1. Schéma simplifié d'un implanteur d'ions [9].

## 4. Théories de ralentissement et de l'arrêt des ions dans un matériau

Lors de l'implantation ionique dans un solide, quatre phénomènes physiques très différents peuvent avoir lieu par interaction de la particule chargée incidente avec les électrons et les noyaux des atomes cibles. D'après la figure 2, ces phénomènes peuvent être :

- des chocs élastiques ayant lieu par transfert de la quantité de mouvement aux atomes-cibles ;
- des chocs inélastiques par excitation-ionisation de la cible;
- une production de photons;
- apparition de diverses réactions nucléaires.

La probabilité d'apparition de chacun de ces phénomènes dépend des caractéristiques de la particule incidente telles que la masse, la charge et l'énergie. Cependant, on doit signaler que les deux derniers processus se déroulent lors des implantations à très hautes énergies (généralement supérieures au GeV) [10]. Par ailleurs, d'après la figure 2, il est clair que des phénomènes supplémentaires peuvent également avoir lieu, il s'agit de :

- ✓ la création de défauts dans le matériau cible qui a lieu, si l'énergie transférée par collisions nucléaires aux atomes du matériau cibles est supérieure à l'énergie de liaison du solide. Chaque atome peut alors, à son tour, déplacer d'autres atomes par un processus en cascade d'où l'endommagement de la cible ;
- ✓ la pulvérisation de la cible ayant lieu en surface (*i.e.* des noyaux peuvent être éjectés du matériau) ;
- ✓ la rétrodiffusion des ions incidents ayant lieu si la masse de la particule incidente est trop faible par rapport à la masse de l'atome cible. La particule incidente peut alors rebondir sur les noyaux du solide jusqu'à ce qu'elle sera rétrodiffusée ;
- ✓ éjection de produits des réaction nucléaires : électron, photon, particule légère et/ou lourde.

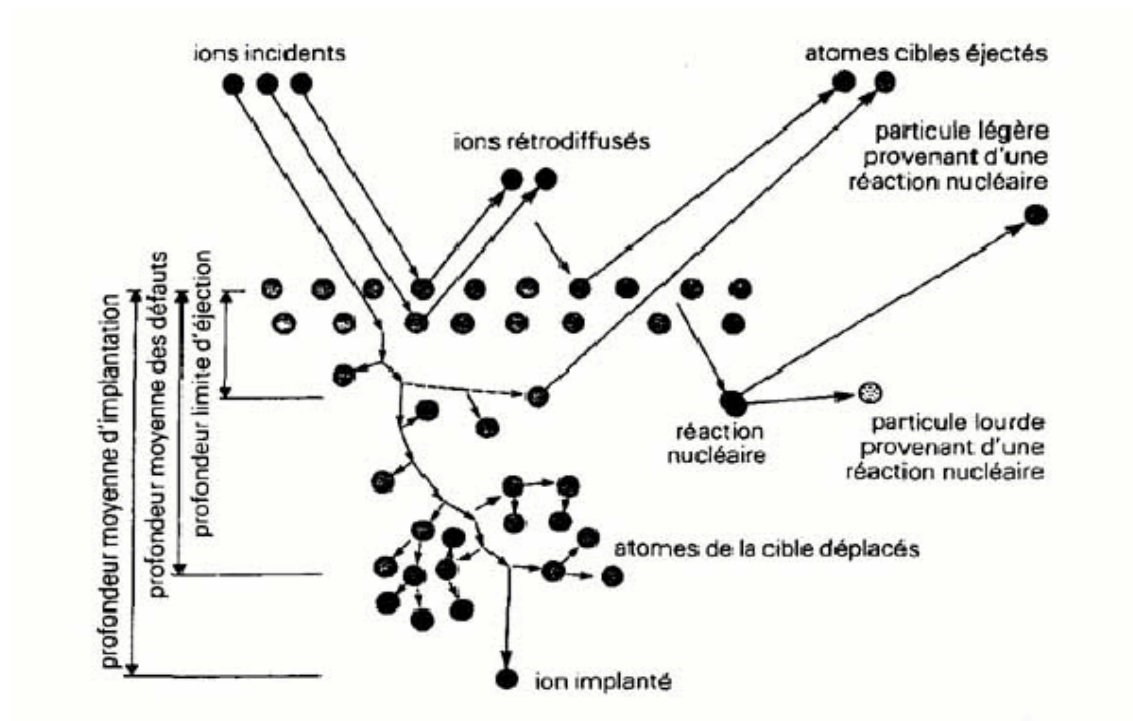


Fig. 2. Illustration des différents phénomènes se produisant au cours d'une implantation ionique dans un matériau solide [11].

Ainsi, les ions incidents pénètrent dans le matériau cible et subissent des interactions avec la matière jusqu'à ce que leur énergie soit épuisée. Dans ce qui suit, nous allons donner un aperçu sur les principales théories de l'arrêt des ions dans un matériau solide. Nous commencerons par le cas d'une cible amorphe puis nous passerons au cas de la cible monocristalline où des difficultés supplémentaires de modélisation ont lieu.

#### 4.1. Cas d'un matériau amorphe

L'un des facteurs principaux qui joue un rôle important dans les théories de l'arrêt des ions, dans un matériau, est la perte d'énergie par unité de profondeur (*i.e.* le pouvoir d'arrêt). Il traduit la diminution de l'énergie cinétique pendant la pénétration des ions dans le solide. Selon la théorie LSS (Lindhard, Scharff et Schiott) [12,13], 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 ( $S$ ) qui est proportionnel à la perte énergétique de l'ion

rapportée à la distance parcourue ( $\frac{dE}{dX}$ ). Le pouvoir total  $S(E)$  a pour expression :

$$S(E) = \frac{1}{N} \frac{dE}{dX} = S_n + S_e \quad (1)$$

Où

$S_n$  : le pouvoir d'arrêt nucléaire

$S_e$  : le pouvoir d'arrêt électronique

$N$  : concentration atomique de la cible

Sur la figure 3, on représente les variations du pouvoir d'arrêt total en fonction de la vitesse de l'ion incident. La forme générale de ces courbes est valable pour n'importe quel ion dans n'importe quel matériau [10]. On distingue quatre régions différentes.

**Zone I :** dominée par l'arrêt nucléaire, cette contribution nucléaire est d'autant plus importante que l'ion est lourd.

**Zone II :** dominée par l'arrêt électronique.

**Zone III :** dite de Bethe-Block est la zone où le pouvoir d'arrêt décroît quand l'énergie augmente.

**Zone IV :** elle correspond aux énergies relativistes (vitesse ionique au delà de  $10^7$  eV/amu). Dans cette zone,  $S_e$  redevient proportionnel à la vitesse incidente à cause de l'émission de photons par le matériau [10]. Sur la figure 3, cette zone est non représentée.

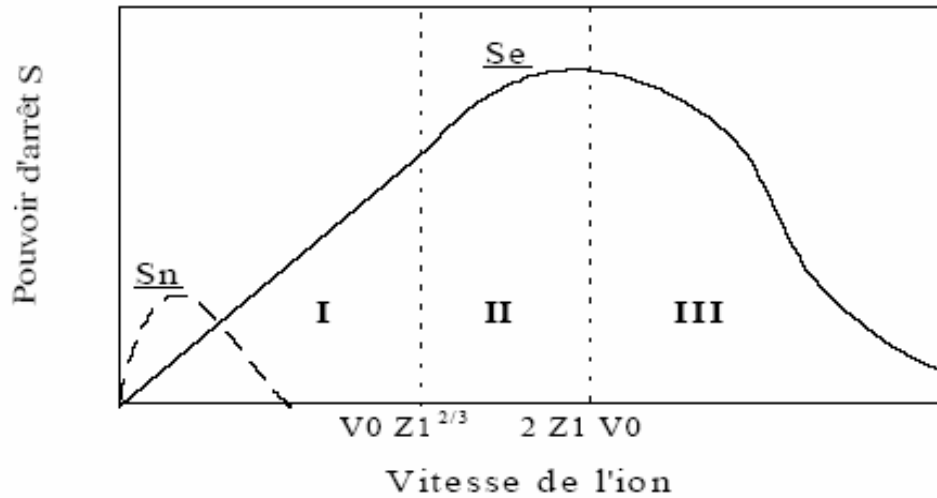


Fig. 3. Schématisation des composantes nucléaire et électronique du pouvoir d'arrêt en fonction de la vitesse de l'ion incident [14].  $Z_1$  est le numéro atomique de l'ion incident ;  $V_0$

est la vitesse de Bohr (elle vaut  $\frac{e^2}{\hbar}$  (soit  $2.2 \cdot 10^8$  cm/s))

#### 4.1.1. Pouvoir d'arrêt nucléaire

Au cours de la collision nucléaire, l'ion incident transmet de façon élastique (conservation de la quantité de mouvement) son énergie cinétique au noyau de l'atome cible. 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 est prédominant pour des ions lourds et de faible vitesse. Si  $E$  est l'énergie cinétique de l'ion incident et  $N$  le nombre d'atome par unité de volume du matériau cible, le pouvoir d'arrêt nucléaire (section efficace de ralentissement nucléaire) est défini par la relation suivante [15]:

$$S_n(E) = \frac{1}{N} \left( \frac{dE}{dX} \right)_n = \int T ds \quad (2)$$

Où

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 :

$$dS = 2ppdp \quad (3)$$

Où

p: le paramètre d'impact, il représente la distance minimale entre les centres des noyaux.

Dans la théorie LSS, le potentiel utilisé est de type coulombien modéré par l'effet d'écran des électrons. Il est exprimé par :

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

Où

$Z_1$  et  $Z_2$  sont les numéros atomiques du projectile 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 ( $f\left(\frac{r}{a}\right)$ ) qui tend vers 1 quand r diminue. Le terme a désigne le rayon d'écran, il est estimé par Bohr à partir du modèle atomique de Thomas-Fermi:

$$a = \frac{0.8853 a_0}{\sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}} \quad (5)$$

Dans la formule (5), le terme  $a_0$  désigne le rayon de Bohr, il est exprimé par :

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{m e^2} = 0.529 \text{ \AA} \quad (6)$$

En mécanique classique, le calcul final de  $V(r)$  est utilisé pour déterminer la variation de la section efficace différentielle  $d\sigma$  et de l'énergie  $T$  (*i.e.* l'énergie transférée à l'atome cible par l'ion incident) en fonction de l'angle de diffusion  $\theta$  (*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 exprimée par la relation suivante:

$$T(p) = \frac{4 M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E \sin^2\left(\frac{q(p)}{2}\right) \quad (7)$$

Le pouvoir d'arrêt nucléaire  $S_n$  d'une particule incidente est finalement calculé en intégrant  $T(p)$  et  $d\sigma$  sur le chemin parcouru [10].

### 4.1.2. Pouvoir d'arrêt électronique

Pendant la collision électronique, 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. Les interactions inélastiques entre les ions incidents et les atomes cibles sont beaucoup plus complexes 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, au cours des collisions électroniques, chaque ion incident interagit avec plusieurs électrons qui sont eux-mêmes liés aux noyaux de la cible. Bien que les implantations ioniques appartiennent généralement à la zone II, le pouvoir d'arrêt électronique reste proportionnel à la vitesse de l'ion. Le pouvoir d'arrêt électronique est souvent décrit par le model LSS exprimé comme suit:

$$S_e = 8p e^2 a_0 \frac{Z_1^{7/6} Z_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2}} \frac{V}{V_0} D \quad (8)$$

Où D : densité électronique de la cible ;  
 $V_0$  : la vitesse de Bohr;  
 $a_0$  : le rayon de Bohr  
 V : La vitesse de l'ion.

### 4.2. Cas d'un matériau cristallin

Les matériaux monocristallins possèdent une structure anisotrope où les effets directionnels peuvent jouer un rôle important lors de l'implantation ionique. En effet, l'arrangement en rangées et en plans cristallins a une influence non négligeable sur le pouvoir d'arrêt. Lorsque l'angle d'incidence des ions (par rapport à une rangée ou à un plan de la cible) est inférieur à une valeur critique  $\Psi_c$ , l'ion est repoussé progressivement, par une série de déviations successives corrélées vers la rangée ou le plan adjacent. De cette façon, l'ion est focalisé entre deux plans ou dirigé suivant un axe cristallographique. Ceci est désigné par l'effet de canalisation qui peut être axial (par rapport à une direction) ou planaire (par rapport

à un plan) (Fig. 4). Le parcours des ions en profondeur est par conséquent très augmenté par rapport au cas de la cible amorphe. En pratique, les cibles monocristallines sont généralement désorientées, par rapport à l'axe du faisceau ionique, d'un angle de  $7^\circ$  pour empêcher la canalisation des ions.

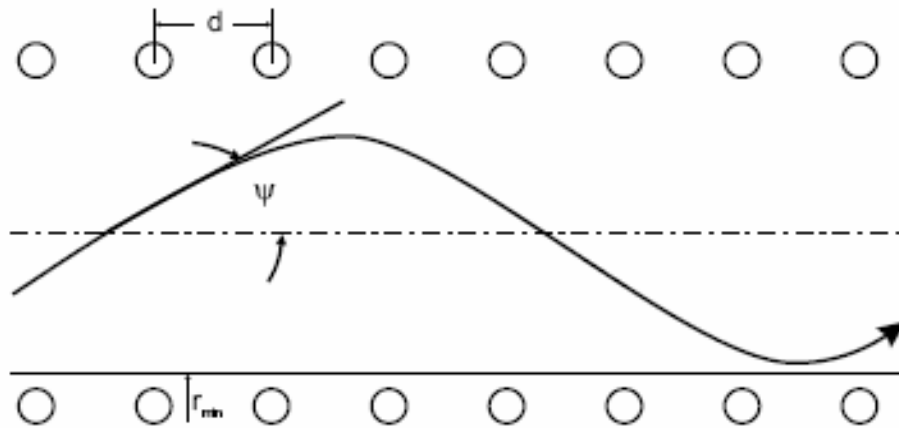


Fig. 4. Schématisation de la trajectoire de l'ion incident dans un canal [16].

Lors d'une canalisation axiale ou planaire, le terme  $\left(\frac{dE}{dX}\right)_n$  (traduisant la perte d'énergie nucléaire) est négligeable devant la perte d'énergie électronique. Les ions canalisés perdent leur énergie, presque uniquement, par interactions inélastiques sur les électrons. L'angle critique  $\psi_c$  de canalisation s'exprime comme suit :

Pour une canalisation axiale :

$$\Psi_c = \sqrt{\frac{2Z_1Z_2e^2}{E_0d}} = 9.73 \sqrt{\frac{Z_1Z_2}{E_0d}} \quad (9)$$

Et

Pour une canalisation planaire :

$$\Psi_c = \sqrt{\frac{2Z_1Z_2e^2na}{E_0}} = 9.73 \sqrt{\frac{Z_1Z_2na}{E_0}} \quad (10)$$

Où

- d : distance inter-atomique en Å ;
- $E_0$  : énergie incidente de l'ion en keV ;
- n : densité atomique surfacique dans le plan ;
- a : rayon d'écran de Thomas-Fermi.

On constate que l'effet de la canalisation est probable dans le cas d'ions lourds et de faible énergie.

## 5. Distribution des ions en profondeur de la cible

L'étude de la profondeur de distribution des ions est souvent basée sur l'hypothèse d'un solide amorphe. Selon la théorie L.S.S (Lindhard, Scharff et Schiott), l'arrêt des ions présente une distribution de type Gaussienne. [1, 2, 12, 17]. Cette distribution est caractérisée par deux paramètres qui sont le parcours moyen projeté ( $R_p$ ) et l'écart quadratique moyen ( $\Delta R_p$ ). Le  $R_p$  est défini comme étant la profondeur où les ions implantés s'arrêtent avec un maximum de concentration. Quant au  $\Delta R_p$ , il caractérise la répartition statistique des ions en profondeur autour de  $R_p$  (Fig. 5). Un autre paramètre physique inévitable est la déviation latérale souvent exprimée par  $\Delta R_\perp$  (Fig. 5). Il caractérise la dispersion latérale des ions, c'est un paramètre très important surtout dans le cas de l'utilisation des masques pour la conception (architecture) des composants.

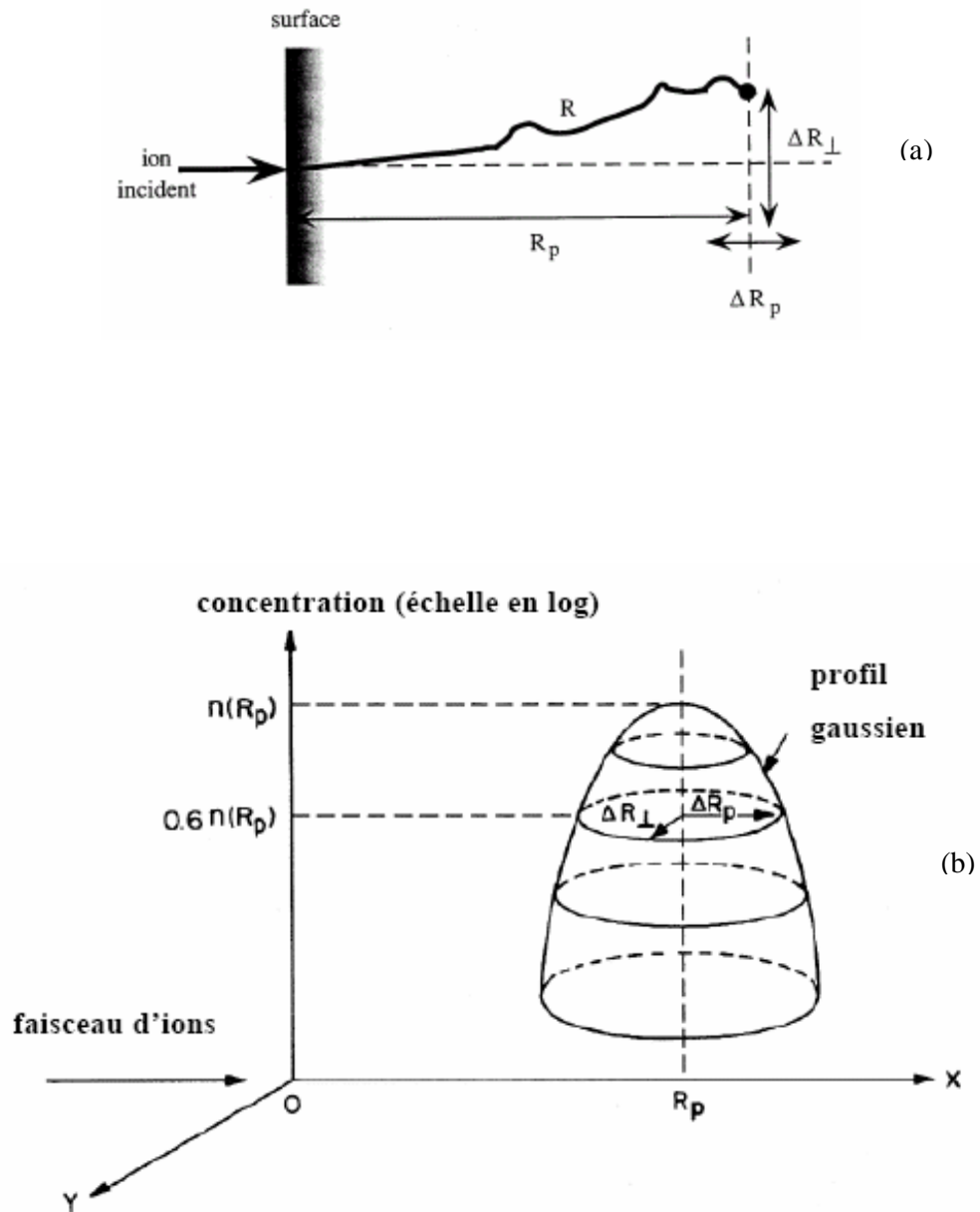


Fig. 5. Distribution des ions implantés en profondeur de la cible [18]. (a) échelle linéaire ; (b) échelle logarithmique.



La distance totale parcourue par un ion le long de sa trajectoire est déterminée à partir de l'énergie perdue, par collisions électroniques et nucléaires, comme suit:

$$R = \int_0^R dX = \frac{1}{N} \int_0^E \frac{dE}{S_n(E) + S_e(E)} \quad (11)$$

Expérimentalement nous n'avons pas accès à la distance (R) parcourue par l'ion incident. En pratique, le paramètre manipulé est la projection de ce parcours sur la direction perpendiculaire à la surface de la cible. Comme mentionné plus haut, ce paramètre, est désigné par le parcours moyen projeté ( $R_p$ ) (Voir Fig. 5). Il correspond à la moyenne de tous les parcours projetés et s'exprime comme suit:

$$R_p = \frac{1}{f} \int xn(x)dx \quad (12)$$

Où

$\Phi$  : la dose totale implantée (ions/cm<sup>2</sup>) ;

$n(x)$  : la distribution en profondeur de tous les ions implantés.

La fonction de distribution  $n(x)$  est caractérisée par les quatre premiers moments physiques qui sont :

- Le parcours moyen projeté  $R_p$  ;
- La déviation standard  $\Delta R_p$  ;
- L'obliquité  $\gamma$  (ou skewness) qui mesure l'asymétrie de la distribution ou le positionnement du sommet de la courbe par rapport à  $R_p$ ;

- Le kurtosis  $\beta$  qui mesure l'écrasement du pic (ou bien l'extension de la queue de distribution en volume).

Les deux derniers paramètres sont reliés par l'expression universelle suivante:

$$b \approx 2.91 + 1.56g^2 + 0.59g^4 \quad (13)$$

La fonction de distribution  $n(x)$  est souvent de type gaussienne ou de Pearson [10, 11].

Dans le cas d'une distribution de Gauss,  $n(x)$  est exprimé par la relation suivante:

$$n(x) = n_0 \exp\left(\frac{-(x - R_p)^2}{2 (\Delta R_p)^2}\right) \quad (14)$$

Où

$$n_0 = \frac{f}{\sqrt{2p} \Delta R_p} \quad (15)$$

Avec  $\gamma$  et  $\beta$  approximativement égaux à 0 et à 3 respectivement.

## 6. La simulation par le code SRIM

La simulation numérique est un outil permettant l'étude et la prédiction des phénomènes réels. Elle permet de simuler, par exemple, un phénomène physique complexe en utilisant un programme informatique sur un ordinateur. La représentation d'un profil d'implantation ionique par une simple approximation gaussienne est très souvent insuffisante. On a alors recours à des programmes de simulation. Il existe aujourd'hui plusieurs codes de calcul (basés sur le principe de la méthode stochastique dite de "Monté Carlo") dédiés à la simulation du phénomène de transport des ions dans la matière. Les programmes MARLOWE, I<sub>2</sub>SiC et TRIM permettent tous la détermination du profil d'implantation des ions dans la cible [19, 20]. Cependant, chacun de ces logiciels possède ses propres hypothèses en ce qui concerne la structure du matériau [3,21]. Le code MARLOWE est utilisé pour étudier le phénomène de canalisation des ions dans le silicium cristallin [20]. Le programme I<sub>2</sub>SiC est particulièrement mis en œuvre pour étudier la canalisation des ions dans la structure cristalline du carbure de silicium (SiC) [3,21]. Dans le cas du logiciel TRIM, le matériau cible est considéré comme amorphe [19].

Dans le cadre de notre travail, le programme utilisé est le SRIM. Il a été choisi pour simuler et prévoir les différents phénomènes se produisant lors de l'interaction des ions d'antimoine avec le silicium. Notre choix est justifié par le fait que les échantillons utilisés ont été désorientés de 7° par rapport au faisceau de Sb<sup>+</sup> pendant l'implantation ionique. De cette façon, la cible de silicium, bien qu'elle soit cristalline, elle sera vue comme étant amorphe par le faisceau d'ions.

Le programme SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) est basé sur le code TRIM (Transport of Ions in Matter). Il fonctionne sous Windows et il est considéré comme étant une évolution du TRIM qui s'exécute sous DOS. Il permet de simuler l'arrêt et le parcours des ions (10 eV – 2 GeV/amu) dans la matière [19]. Les collisions entre les ions et les atomes cibles sont supposées de type coulombiennes écrantées. C'est un programme qui utilise l'approximation des collisions binaires (BCA). Le TRIM effectue des calculs détaillés de l'énergie transférée à l'atome cible, pour chaque collision [22]. En effet, dans une interaction entre un ion et un atome cible, un atome de recul mis en mouvement devient à son tour un projectile. La même procédure est répétée pour tous les atomes de recul d'ordre supérieur impliqués dans la cascade de collision.

Les sections efficaces de ces collisions sont définies par le potentiel  $V(r)$  coulombien écranté de type ZBL (Ziegler, Biersack et Lindhard) [23]. Ce potentiel a pour expression :

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi \epsilon_0 r} j_u \left( \frac{r}{a_u} \right) \quad (16)$$

Où

$$j_u(X) = 0.182e^{-3.2X} + 0.51e^{-0.942X} + 0.28e^{-0.403} + 0.0282e^{-0.202X} \quad (17)$$

Et

$$a_u = 0.8853 \frac{a_0}{Z_1^{0.23} + Z_2^{0.23}} \quad (18)$$

Où :

$a_0$  : Rayon de l'atome de Bohr;

$r$  : Distance entre les deux particules;

$Z_1$  : numéro atomique de l'ion;

$Z_2$  : numéro atomique de l'atome-cible;

$\Phi_u(r/a_u)$  : fonction écran.

Comme mentionné précédemment, le TRIM utilise la méthode de cascades de collisions pour suivre les atomes individuels reculés 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. Le TRIM peut rencontrer quatre différentes situations. Sachant que  $E_1$  est l'énergie du projectile (*i.e.* l'ion) après la collision et  $E_2$  l'énergie transférée à un atome cible, les quatre situations ont lieu si :

- $E_1 > E_d$  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 des vibrations (création de phonons) ;

- $E_1 < E_d$  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 pour la création de phonons.

# *Chapitre II*

*Techniques d'analyse*

## 1. Introduction

Plusieurs techniques expérimentales ont été mises en œuvre pour l'analyse des échantillons. Au cours de ce chapitre, nous allons donner un aperçu sur chacune des méthodes mises en œuvre. Notre idée ne consiste pas à faire une étude détaillée sur chacune d'elles mais on se contentera de rappeler les points essentiels ainsi que les conditions expérimentales utilisées lors des mesures. Nous commencerons par la Spectroscopie de Rétrodiffusion Rutherford (Rutherford Backscattering Spectroscopy, RBS), puis nous envisagerons le cas de la Diffraction des Rayons X (DRX) et nous terminerons par la résistivité en quatre pointes. Notons que le cas de la RBS sera tout de même plus élargi vu que plusieurs concepts nécessitent d'être pris en considération.

## 2. La Spectroscopie de Rétrodiffusion Rutherford (RBS)

La méthode RBS est largement employée en sciences des matériaux [24, 25], elle appartient à la classe des techniques groupées sous le vocabulaire générique de spectroscopie ionique. Son nom est lié à Lord Ernest Rutherford qui, au début du XX<sup>ième</sup> siècle, fut le premier à présenter le concept nucléaire des atomes et de diffusion sur les noyaux [26]. Elle consiste à bombarder la surface du solide par un faisceau énergétique d'ions, puis des interactions au niveau nucléaire et atomique ont lieu. Les faisceaux ioniques utilisés sont généralement des particules  $\text{He}^+$  ou  $\text{H}^+$  lesquelles sont soumises à des énergies allant de 1 à 3 MeV [24]. Le principe de la méthode repose sur l'analyse, en énergie, des particules rétrodiffusées par interaction élastique avec les atomes cibles. C'est donc une technique pour laquelle nous avons la conservation de l'énergie cinétique et de la quantité de mouvement du système projectile-cible.

Comme toute technique expérimentale, la RBS présente aussi bien des avantages que des inconvénients (ou limitations) [26].

Les principaux avantages de la RBS sont :

- ✓ c'est une méthode non destructive ;
- ✓ elle fournit des informations sur l'état cristallin de l'échantillon ;

- ✓ elle permet de mesurer la dose du dopant et d'obtenir le profil des impuretés en profondeur de la cible ;
- ✓ elle permet l'analyse de la composition de la surface du film mince et de l'interface entre les couches adjacentes ;
- ✓ elle permet de déterminer l'épaisseur des différentes couches constituant la cible ;
- ✓ elle possède une bonne résolution en profondeur ( $\sim 10$  nm).

Les principaux désavantages de la RBS sont :

- ✓ l'installation de la technique est très coûteuse ;
- ✓ l'analyse des échantillons massifs est limitée ;
- ✓ elle ne permet que la détection des éléments possédant une masse plus élevée que celle du substrat.

## 2.1. Dispositif expérimental

Sur la figure 6, on représente le dispositif général de la technique RBS. Il est constitué d'une source d'ions où des particules chargées, de type  $H^+$  ou  $He^+$ , sont générées. L'énergie de ces dernières est amplifiée par un accélérateur (généralement de type Van De Graaf) avec une tension maximale est de plusieurs MeV [26]. Un aimant est suivi de fentes de stabilisation pour permettre l'obtention d'un faisceau de particules mono-énergétiques exemptes d'éventuels faisceaux ioniques parasites. Les collimateurs permettent d'ajuster la taille du diamètre du faisceau des particules à 1-10 nm. Ils permettent également de conduire les ions dans la chambre RBS maintenue sous vide ( $\sim 10^{-6}$  Torr). Dans cette chambre, la cible est montée sur un goniomètre 3D servant à contrôler son orientation par rapport au faisceau des particules chargées. Un détecteur à barrière de surface (résolution  $\sim 10$  keV) permet de collecter les ions rétrodiffusés par la cible et de compter ces derniers en fonction de leurs énergies. Le signal obtenu est alors amplifié, rapidement traité par un appareillage électronique analogique et digital puis envoyé vers un ordinateur d'acquisition de données.



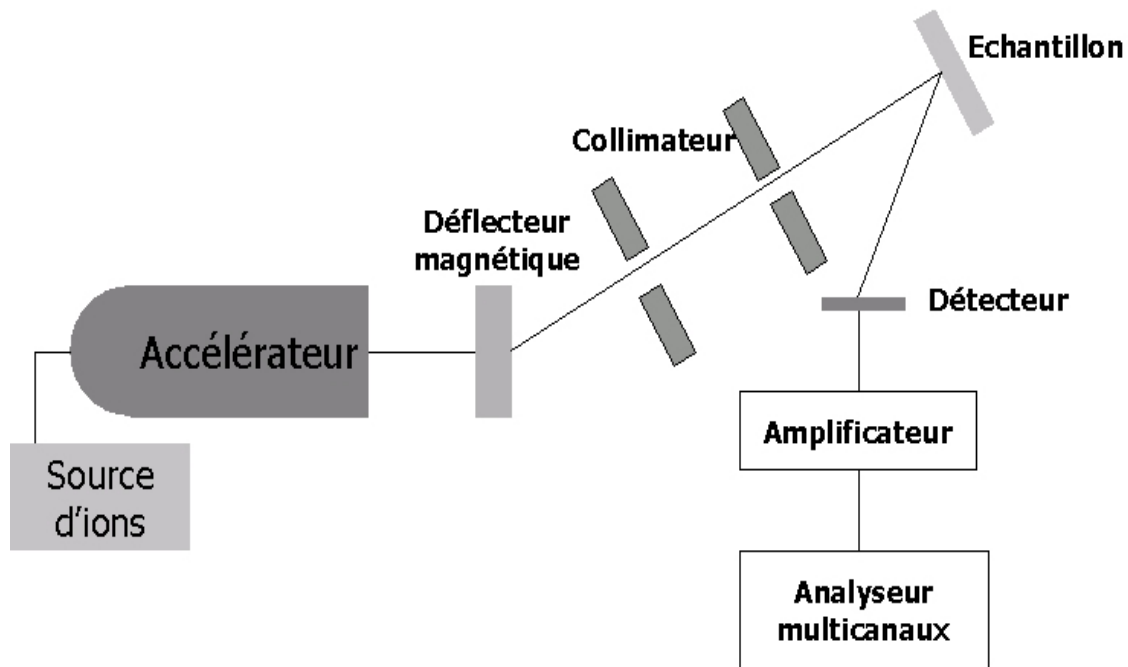


Fig. 6. Schéma général d'un montage de la technique RBS [27].

## 2.2. Principes physiques de la méthode RBS

La méthode d'analyse par RBS est basée sur les interactions coulombiennes entre les noyaux atomiques [26, 27]. Elle consiste à analyser, en énergie, les particules rétrodiffusées suite à leurs interactions élastiques avec les atomes du spécimen.

Quatre concepts physiques sont utilisés par cette technique. Il s'agit de :

- ✓ le facteur cinématique qui représente le transfert d'énergie d'une particule incidente vers un noyau cible lors d'une collision élastique à deux corps;
- ✓ la section efficace qui est la probabilité pour qu'un ion incident soit rétrodiffusé ;
- ✓ Le pouvoir d'arrêt qui représente la perte d'énergie pendant la pénétration de l'ion dans l'échantillon ;
- ✓ Les fluctuations statistiques dans la perte d'énergie (dites communément straggling).

### 2.2.1. Le facteur cinématique K (ou facteur de diffusion)

Comme nous l'avons cité au paragraphe précédent, la RBS est basée sur les interactions coulombiennes entre les noyaux atomiques. D'après la figure 7, lorsqu'un ion de masse  $M_1$ , de charge  $Z_1$  et d'énergie  $E_0$  interagit avec un noyau de masse  $M_2$  et de charge  $Z_2$ , celui-ci diffuse élastiquement dans la direction  $\theta$  avec une énergie  $E_1$  inférieure à son énergie initiale  $E_0$ .

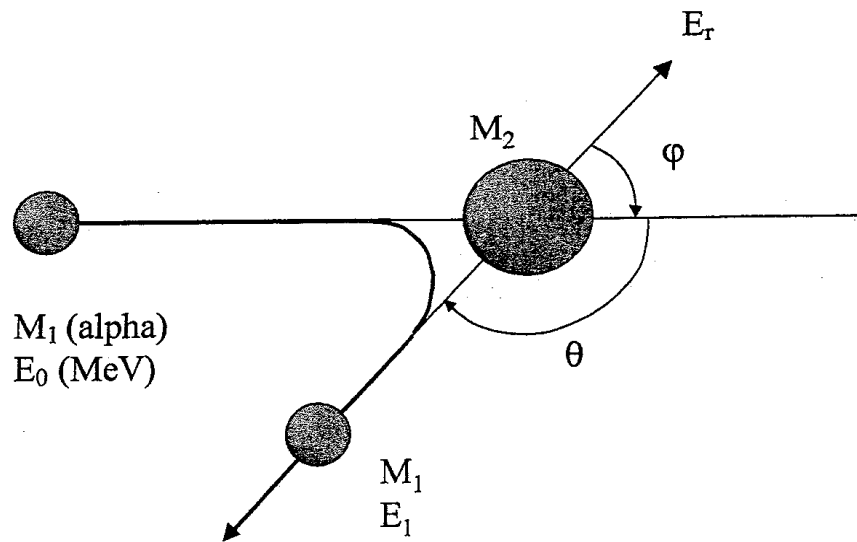


Fig. 7. Représentation schématique de la diffusion élastique d'un ion de masse  $M_1$  sur un atome de la cible de masse  $M_2$ .

Selon le principe de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, après collision, l'énergie  $E_1$  de la particule incidente peut s'écrire comme suit [26]:

$$E_1 = K E_0 \quad (19)$$

Où  $K$  : le facteur cinématique de rétrodiffusion,  
 $E_0$  : énergie initiale de la particule incidente.

Le facteur cinématique K est exprimé par la formule suivante :

$$K = \left[ \frac{\cos q + \sqrt{m^2 - \sin^2 q}}{1 + m} \right]^2 = \left[ \frac{\left( M_2^2 - M_1^2 \sin^2 q \right)^{\frac{1}{2}} + M_1 \cos q}{M_1 + M_2} \right]^2 \quad (20)$$

Où

$\mu$  : représente le rapport  $M_1/M_2$  des masses respectives de l'ion incident et de l'atome cible;

$\theta$  : l'angle de la rétrodiffusion.

Pour un angle de détection donné, la mesure de  $E_1$  permet l'identification du noyau diffuseur et ce par la détermination de  $M_2$ . Expérimentalement, il a été montré que plus l'angle de diffusion est grand, plus l'énergie transférée au noyau est grande [28]. L'énergie transférée est maximale pour une collision frontale correspondant à une diffusion de  $180^\circ$ .

### 2.2.2. La section efficace de diffusion

La section efficace de diffusion élastique est notée par  $d\sigma/d\Omega$  (habituellement définie en barn ( $10^{-24}\text{cm}^2$ )). Elle est définie comme étant la probabilité pour qu'une collision particulière se produise. D'après la formule 21, la section efficace différentielle de diffusion dépend de la nature de la particule incidente et de son énergie ainsi que de l'angle de détection  $\theta$  [26]. La nature de l'atome cible joue également un rôle important sur la valeur de  $d\sigma/d\Omega$ . Notons que  $d\Omega$  est également appelé angle solide de détection (voir Fig. 8).

$$\frac{ds}{d\Omega} = \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right)^4 \frac{\left[ 1 - \left( \frac{M_1 \sin q}{M_2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} + \cos q}{\left[ 1 - \left( \frac{M_1 \sin q}{M_2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (21)$$

Où :

- E : énergie de la particule (projectile) avant la rétrodiffusion ;
- Z<sub>1</sub> : numéro atomique du projectile ;
- M<sub>1</sub> : masse atomique du projectile ;
- Z<sub>2</sub> : numéro atomique de l'atome cible ;
- M<sub>2</sub> : masse atomique de l'atome cible.

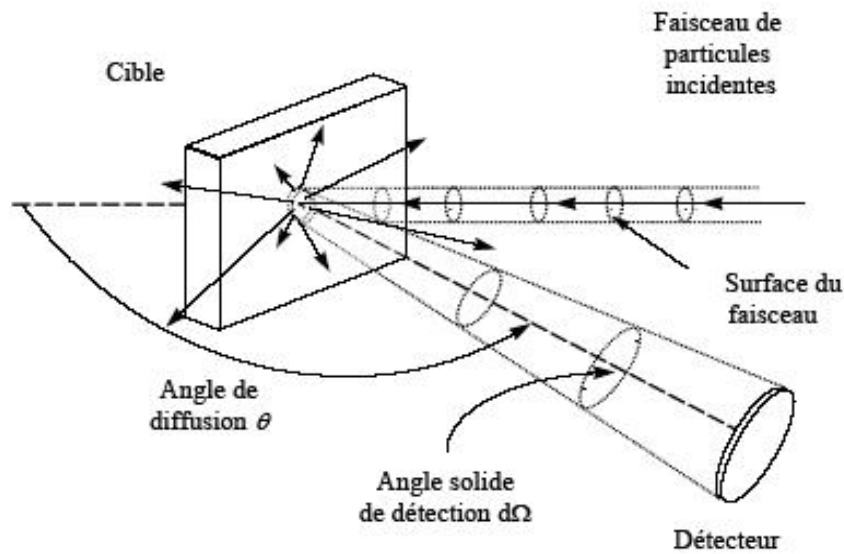


Fig. 8. Schéma montrant la rétrodiffusion des particules incidentes par la cible pour un angle de diffusion  $\theta$  dans un angle solide de détection  $d\Omega$  [26].

### 2.2.3. La perte d'énergie

Quand une particule d'énergie  $E_0$  pénètre dans la matière, son énergie cinétique diminue, par la quantité  $dE$ , quand elle aurait parcourue une distance  $dX$ . A une profondeur  $X$ , l'énergie de l'ion incident peut être exprimée par la formule suivante :

$$E(X) = E_0 - \int_0^X \frac{dE}{dX} dX \quad (22)$$

Où :

$dE/dX$  : la perte d'énergie.

$E_0$  : l'énergie initiale de la particule incidente.

En RBS, au lieu de la perte d'énergie on utilise la section efficace d'arrêt exprimée par la relation suivante :

$$e = \frac{1}{N} \frac{dE}{dX} \quad (23)$$

Où :

$N$  : densité atomique de la cible.

En approximation de surface, la perte d'énergie est représentée par le facteur  $[\epsilon_0]$  qui s'exprime comme suit [26] :

$$[\epsilon_0] = \left[ \frac{K}{\cos \mathbf{q}_1} e(E_0) + \frac{1}{\cos \mathbf{q}_2} e(KE_0) \right] \quad (24)$$

Où :

$\theta_1$  : L'angle de faisceau incident par rapport à la normal de la surface d'échantillon (Fig.10).

$\theta_2$  : L'angle de faisceau rétrodiffusé par rapport à la normal de la surface d'échantillon (Fig.10).

$\epsilon(E_0)$  et  $\epsilon(KE_0)$  sont les pouvoirs d'arrêt du matériau aux énergies  $E_0$  et  $KE_0$  respectivement.

Si la cible est composée de deux éléments A et B, les sections efficaces d'arrêt de l'élément A dans le matériau AB et de l'élément B dans AB sont représentées par  $[\mathbf{e}_0]_A^{AB}$  et  $[\mathbf{e}_0]_B^{AB}$  respectivement. Les deux quantités sont exprimées par les formules (25) et (26) :

$$[\mathbf{e}_0]_A^{AB} = \left[ \frac{K_A}{\cos q_1} \mathbf{e}^{AB}(E_0) + \frac{1}{\cos q_2} \mathbf{e}^{AB}(K_A E_0) \right] \quad (25)$$

$$[\mathbf{e}_0]_B^{AB} = \left[ \frac{K_B}{\cos q_1} \mathbf{e}^{AB}(E_0) + \frac{1}{\cos q_2} \mathbf{e}^{AB}(K_B E_0) \right] \quad (26)$$

Les quantités  $\mathbf{e}^{AB}(E_0)$  et  $\mathbf{e}^{AB}(K_A E_0)$  ou  $\mathbf{e}^{AB}(K_B E_0)$  peuvent être évaluées via les relations polynomiales suivantes [26] :

$$\mathbf{e}^{AB}(E_0) = A_0 + A_1(E_0) + A_2(E_0)^2 + A_3(E_0)^3 + A_4(E_0)^4 + A_5(E_0)^5 \quad (27)$$

$$\mathbf{e}^{AB}(K_A E_0) = A_0 + A_1(K_A E_0) + A_2(K_A E_0)^2 + A_3(K_A E_0)^3 + A_4(K_A E_0)^4 + A_5(K_A E_0)^5 \quad (28)$$

Où les coefficients  $A_0$ - $A_5$  sont des constantes tabulées par J. F. Zeigler et W. K. Chu [26] pour tous les éléments existants dans le tableau périodique. L'énergie  $E_0$  est donnée en MeV. Quant aux pertes d'énergies  $\varepsilon^{AB}$ , elles sont exprimées en  $10^{-15}$  eV cm<sup>2</sup> / atome.

#### 2.2.4. La dispersion en énergie

La perte d'énergie de la particule incidente, dans la cible, est accompagnée par des fluctuations statistiques. En d'autres termes, les particules ayant la même énergie et la même vitesse initiale auront des énergies différentes après avoir traversé la même profondeur dans la matière. Ce phénomène est appelé le "Straggling".

Cette dispersion en énergie peut être calculée par la formule de Bohr [29] exprimée par la relation suivante :

$$\Omega_B^2 = 4p \left( Z_1 e^2 \right)^2 N Z_2 t \quad (29)$$

Où :

t : l'épaisseur du matériau traversé.

### 2.3. Détermination des paramètres de l'implantation ionique à partir d'un profil RBS

Grâce à la technique RBS, plusieurs paramètres liés à l'implantation ionique peuvent être déterminés. En effet, en faisant un traitement du spectre RBS obtenu, nous pouvons aboutir à des informations très importantes. Pour illustration, nous utiliserons le cas de la figure 9, et nous expliquerons les démarches à suivre pour aboutir aux différentes informations [26]. Notons que l'exemple utilisé correspond à un spectre RBS que nous avons obtenu pour des ions  $Sb^+$  dans une cible de Si :

### 2.3.1. La concentration du dopant

A partir de la formule (30), on peut estimer la dose par unité d'aire (*i.e.* Sb<sup>+</sup>/cm<sup>2</sup>) de l'antimoine dans le substrat de Si :

$$(Nt)_{Sb} = \frac{A_{Sb} S_{Si}(E_0) \Gamma}{H_{Si} S_{Sb}(E_0) [e_0]_{Si}^{Si}} \quad (30)$$

Où  $A_{Sb}$  : l'aire sous le signal de Sb;  
 $H_{Si}$  : rendement du substrat Si en surface;  
 $\Gamma$  : Constante de calibration (KeV/canal).

On peut également estimer la concentration maximale des ions Sb<sup>+</sup> (*i.e.* Sb<sup>+</sup>/cm<sup>3</sup>) en utilisant la relation (31) :

$$(N)_{Sb} = N_{Si} \frac{H_{Sb} S_{Si}(E_0) [e_0]_{Sb}^{Si}}{H_{Si} S_{Sb}(E_0) [e_0]_{Si}^{Si}} \quad (31)$$

Où  $N_{Si}$  : Concentration de la cible (Si).

### 2.3.2. Le parcours projeté $R_p$

Le parcours projeté  $R_p$  des ions dans la cible peut être déterminé via la relation (32).

$$R_p = \frac{\Delta E_{Sb}}{N_{Si} [e_0]_{Sb}^{Si}} \quad (32)$$

### 2.3.3. La déviation standard DRp

Pour estimer la déviation standard des ions dans la cible, on doit utiliser la formule 33 et se servir des relations 34-36 consécutivement :



$$\Delta R_p = \frac{FWHM_{\text{corrigé}}}{2.355 N_{Si} [e_0]_{Sb}^{Si}} \quad (33)$$

$$FWHM_{\text{corrigé}} = \sqrt{FWHM_{Sb}^2 - FWHM_{S_{ys}}^2 - FWHM_{Z1}^2} \quad (34)$$

$$FWHM_{S_{ys}} = |E(0.88\% H_{Si,0}) - E(0.12\% H_{Si,0})| \quad (35)$$

$$FWHM_{Z1}^2 = 2.355^2 4p (Z_1 e^2)^2 Z_2 N_{Si} R_p \quad (36)$$

Où :

$FWHM_{Sb}$  : la largeur à mi-hauteur de la distribution gaussienne de Sb.

$FWHM_{S_{ys}}$  : la résolution du système.

$FWHM_{Z1}$  : la dispersion en énergie (straggling) des particules incidentes.

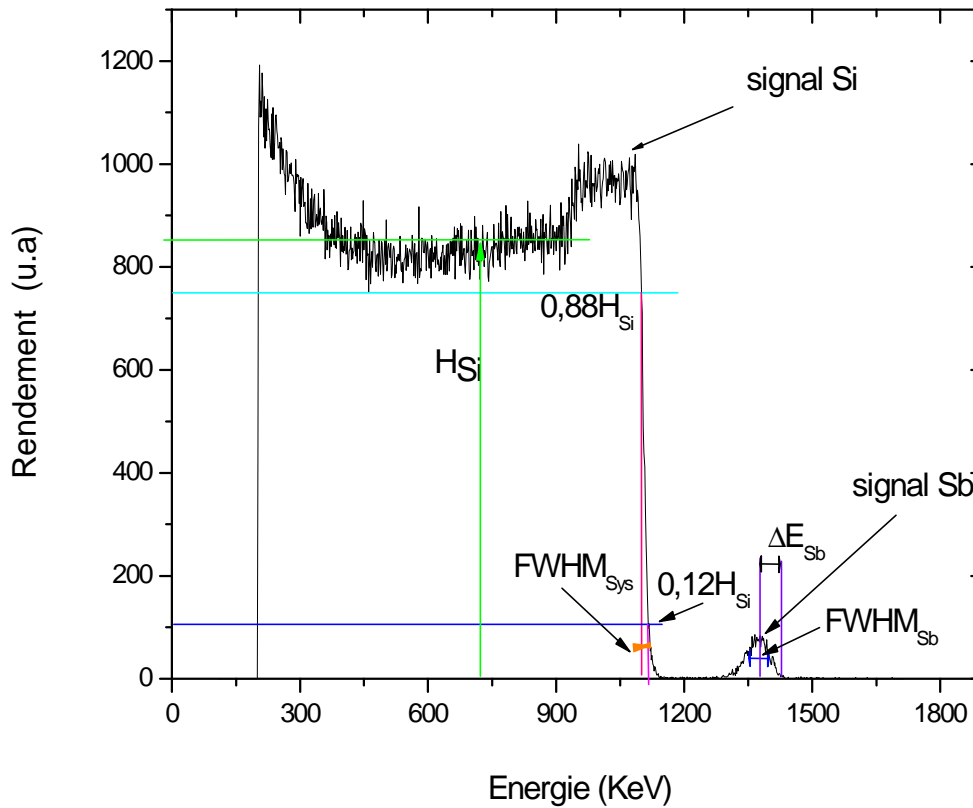


Fig. 9. Spectre RBS des particules  $\text{He}^+$  (1.57MeV) obtenu en mode random et correspondant à un échantillon de Si(111) implanté à l'Antimoine ( $1 \times 10^{15} \text{Sb}^+/\text{cm}^2$ ).

#### 2.4. Le profil de concentration des ions implantés en profondeur de la cible

Les spectres fournis par RBS sont formés par le rendement en ordonnées et l'énergie (ou canaux) en abscisses (voir par exemple le cas de la figure 9). Or, en ce qui concerne l'étude du profil d'implantation, il est plus commode d'avoir la concentration du dopant (en ordonnées) et la profondeur de sa pénétration dans la cible (en abscisses). Pour aboutir à cette transformation, on est appelé à faire un traitement du signal RBS en utilisant une procédure

d'échantillonnage. Ceci revient à diviser l'échantillon en sous couches d'épaisseur  $\Delta X$  (Voir Fig. 10) de sorte que la perte d'énergie dans chaque sous-couche demeure constante par rapport à la constante de calibration  $\Gamma$  [26]. L'estimation de la quantité  $\Delta X$  est possible via la formule 37:

$$\Delta X = \frac{\Gamma}{N_{Si} [e_0]_{Si}^{Si}} \quad (37)$$

Quant à l'énergie d'entrée d'une couche (n+1), elle peut être exprimée par rapport à celle de la couche (n) en utilisant la formule (38) :

$$E_{n+1}^{in} = E_n^{in} - \frac{\Delta X}{\cos(q_1)} \left. \frac{dE}{dX} \right|_{E_n^{in}} \quad (38)$$

Où:

$$\frac{\Delta X}{\cos q_1} : \text{Le parcours effectif de l'ion incident.}$$

En ce qui concerne la perte d'énergie, celle-ci peut être estimée en fonction du pouvoir d'arrêt comme en utilisant la formule (39) :

$$e(E_n^{in}) = \frac{1}{N} \left. \frac{dE}{dX} \right|_{E_n^{in}} \quad (39)$$

Ainsi, on peut exprimer l'énergie, après rétrodiffusion, de chaque sous-couche (Voir Fig. 10) par les relations suivantes :

Pour la première sous-couche :

$$E_1^{out} = KE_1^{in} - \frac{\Delta X}{\cos q_2} \frac{dE}{dX} \Big|_{KE_1^{in}} \quad (40)$$

Pour la deuxième sous-couche :

$$E_2^{out} = \left[ KE_2^{in} - \frac{\Delta X}{\cos q_2} \frac{dE}{dX} \Big|_{KE_2^{in}} \right] - \frac{\Delta X}{\cos q_2} \frac{dE}{dX} \Big|_{KE_1^{in}} \quad (41)$$

Pour la n<sup>ème</sup> sous-couche :

$$E_n^{out} = \left( \left( KE_n^{in} - \frac{\Delta X}{\cos q_2} \frac{dE}{dX} \Big|_{KE_n^{in}} \right) - \frac{\Delta X}{\cos q_2} \frac{dE}{dX} \Big|_{KE_{n-1}^{in}} \right) - \frac{\Delta X}{\cos q_2} \frac{dE}{dX} \Big|_{KE_{n-2}^{in}} - \dots \quad (42)$$

Après avoir déterminé les différentes pertes d'énergie, on peut aboutir à la concentration du dopant via la formule (42) :

$$N_{Sb}(x) = N_{Si} \frac{H_{Sb}(E_n^{out}) S_{Si}(E_0) [e(E_n^{in})]_{Sb}^{Si} e_{Si}(E_n^{out})}{H_{Si}(E_0) S_{Sb}(E_n^{in}) [e(E_0)]_{Si}^{Si} e_{Si}(K_{Sb} E_n^{in})} \quad (43)$$

Il est clair que la démarche présentée est fastidieuse, c'est pourquoi nous nous sommes servi du programme universel Excel pour simplifier la tâche et s'assurer de la fiabilité des calculs.

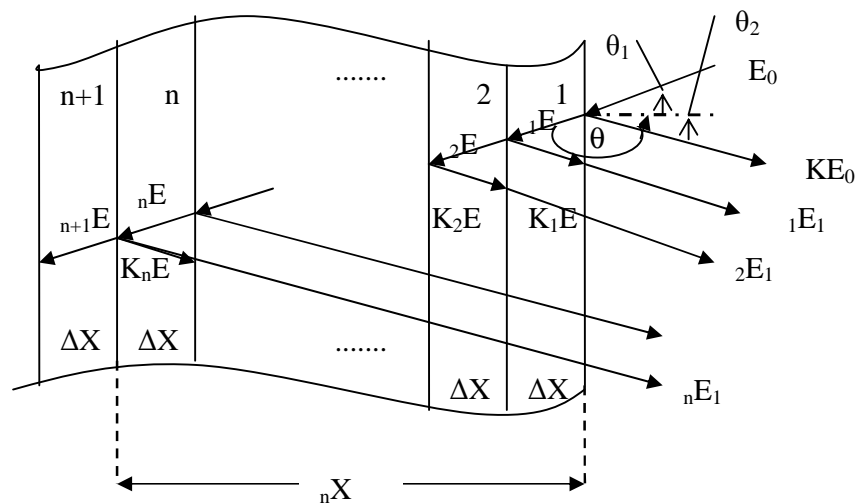


Fig. 10. Représentation schématique de la procédure d'échantillonnage utilisée pour l'estimation de perte d'énergie à chaque sous-couche de la cible [26].

### 3. Conditions expérimentales mises en œuvre durant l'analyse par RBS

Les analyses RBS des échantillons élaborés ont été effectuées en mode random ( $\theta_1 = -4.5^\circ$ ) en utilisant un accélérateur de type Van de Graaf produisant des particules  $\text{He}^+$  d'énergie 1.57 MeV. Le mode choisi a été employé pour éviter la canalisation des particules  $\alpha$  dans l'échantillons Si (111). Par conséquent, dans le spectre RBS fourni, il y'aurait la contribution de tous les atomes de la cible. La résolution du détecteur était égale à 15 keV, quant à l'angle  $\theta_2$  (entre la normale à l'échantillon et le détecteur) il a été fixé à  $70.5^\circ$ . Ainsi, l'angle  $\theta$  de rétrodiffusion était égal à  $105^\circ$ . Enfin, on doit noter que l'angle solide de détection était fixé à 0.2 msr. Sur le tableau 3, on trouve un récapitulatif des toutes les conditions expérimentales mises en œuvre durant l'analyse.

## 4. Caractérisation par diffraction de rayon X

### 4.1. Principe

La diffraction des rayons X est la méthode la plus utilisée pour la caractérisation structurale des matériaux. Elle peut être employée pour différentes formes d'échantillons: massifs; poudres ou films minces. Elle permet de mesurer les paramètres de maille, la taille des cristallites et préciser la structure des couches. L'analyse par cette technique peut s'effectuer à une profondeur de pénétration supérieure à 10  $\mu\text{m}$  et une résolution en profondeur de 200  $\text{\AA}$ . Grâce à un filament chauffé et une différence de potentiel de quelques dizaines de keV, des électrons sont accélérés et émis sur une pièce métallique d'où les rayons X sont générés. Cette génération a lieu quand l'énergie des électrons est suffisamment grande pour exciter les niveaux de cœur (K, L, M,...) des atomes de l'anode. Après désexcitation, on aboutit à une émission de photons X. Les raies caractéristiques les plus intenses sont les raies  $K_{\alpha}$  pour lesquelles les transitions se font des couches L vers les couches K. Les anticathodes (ou cibles) les plus communément utilisés sont le cuivre ou le molybdène. Elles émettent des énergies de 8.04 et 17.44 keV respectivement, correspondant à des longueurs d'onde de 1.54 et 0.71  $\text{\AA}$  [30]. Pour sélectionner la raie moyenne  $K_{\alpha}$ , le diffractomètre dispose d'un filtre monochromateur en nickel. Enfin, un système électronique est installé pour fournir le spectre  $I(2\theta)$  où on distingue les pics relatifs aux raies (hkl). Notons que  $I$  et  $2\theta$  désignent respectivement l'intensité et la position de chaque pic. Le mode le plus utilisé en DRX, est le mode  $\theta$ - $2\theta$  pour lequel l'échantillon tourne d'un angle  $\theta$  et le détecteur tourne à  $2\theta$  (Fig. 11) [31]. La détection ne se fait que pour les rayons diffractés par les plans cristallins (hkl) sous un angle  $\theta$  vérifiant la loi de Bragg qui est exprimée par la formule (44).

$$2d_{hkl} \sin \theta_{hkl} = n\lambda \quad (44)$$

Où

- $n$  : ordre de la diffraction (c'est un entier) ;
- $d_{hkl}$  : distance interréticulaire ;
- $\theta$  : angle de diffraction ;
- $\lambda$  : la longueur d'onde du rayonnement X.

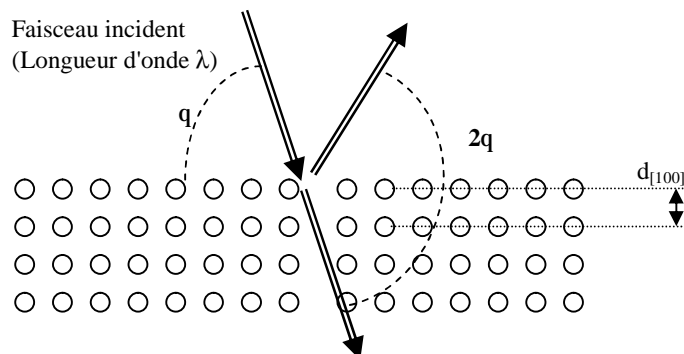


Fig. 11 Principe de la diffraction des rayons X [31].

#### 4.2. Conditions expérimentales mises en œuvre durant l'analyse par DRX

Dans notre travail, nous avons utilisé un diffractomètre automatisé de type Siemens D8 Avance (Figure 12). La tension d'accélération et le courant dans le filament ont été fixés à 35 kV et 20 mA respectivement. Une anticathode en Cu et un filtre en Ni ont été mis en œuvre pour ne laisser passer que la raie caractéristique  $K_{\alpha}$  correspondant à la longueur d'onde  $\lambda_{K_{\alpha}} = 1.542 \text{ \AA}$ . Le balayage est effectué avec un pas de  $0.02^{\circ}$  dans l'intervalle  $[10^{\circ} - 100^{\circ}]$ . La durée totale d'analyse est estimée à  $\sim 1\text{h}$  pour chaque spécimen.

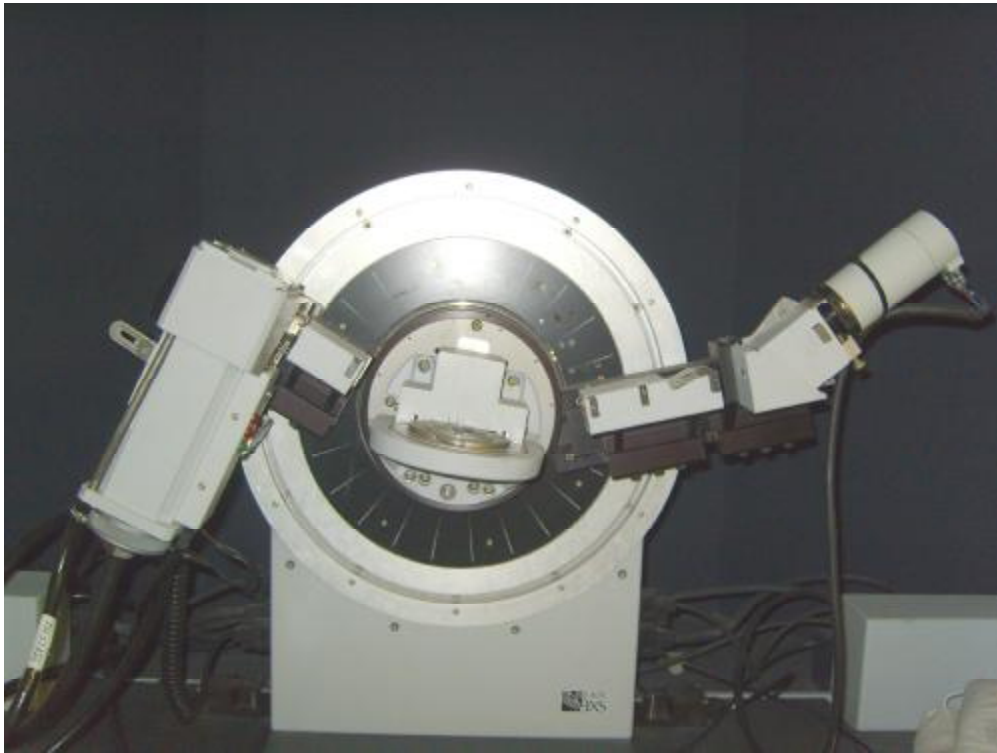


Fig. 12 Dispositif expérimental DRX utilisé pour la caractérisation des échantillons.

## 5. Mesure de la résistivité par la méthode des quatre pointes

### 5.1. Principe

La méthode généralement utilisée pour mesurer la conductivité électrique sur des films minces est celle des quatre pointes. Elle permet de mesurer rapidement la résistivité de tous types de semi-conducteurs. Elle s'applique très bien pour des couches implantées en surface. Cependant pour obtenir des résultats fiables, il est impératif que la couche implantée soit électriquement isolée du reste de l'échantillon.

Le principe de cette technique est simple. L'appareillage est constitué de quatre pointes métalliques (alliage de tungstène) alignées et également espacées d'une distance  $S$  (Figure 13). Pendant la mesure de la résistivité, les quatre pointes (distantes d'environ 1mm)



viennent presser la surface de la couche. Les deux pointes externes servent à amener le courant alors que les deux internes servent de prise de potentiel. Le courant qui s'impose à la surface d'une couche conductrice se propage symétriquement de façon radiale dans toutes les directions. Quant aux équipotentielles qui se produisent dans des couches minces (de profondeur  $d$ ), elles sont de forme cylindrique. Dans le cas de pointes alignées et équidistantes de  $S$  (Voir Fig. 13), la conductivité  $\sigma$  (ou la résistivité  $\rho$ ) est donnée par la relation suivante :

$$S = \frac{1}{r} = 0.22 \left( \frac{I}{V} \right) \frac{1}{e} \quad (45)$$

Où:

$e$  : épaisseur de la couche conductrice.

$I$  : intensité du courant.

$V$  : la tension.

$\rho$  : la résistivité.

$\sigma$  : la conductivité.

Dans le cas d'une couches uniformément dopée (ou implantée), le rapport (tension)/(intensité du courant) est directement proportionnel à la résistance carrée de cette couche. Si l'épaisseur  $e$  de cette dernière est très inférieure à la distance  $S$  (*i.e.*  $e \ll S$ ), la résistance carrée ( $R_c$ ) est reliée à la résistivité ( $\rho$ ) par la relation (46):

$$R_c = \frac{\rho}{e} \quad (46)$$

D'où:

$$R_c = \frac{\rho}{Ln2} \left( \frac{V}{I} \right) = 4.53 \frac{V}{I} \quad (47)$$

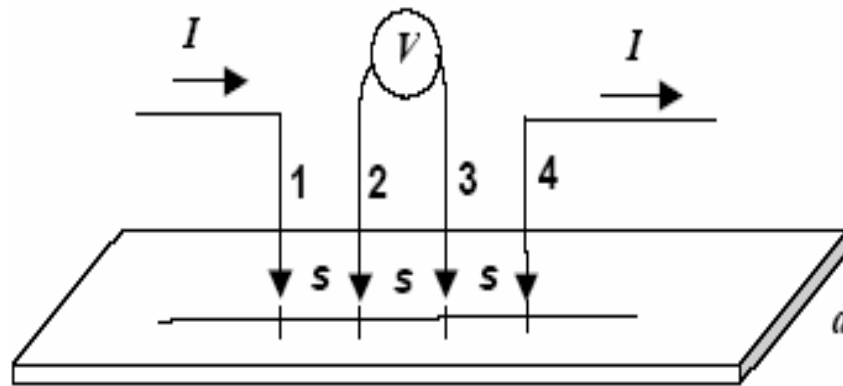


Fig. 13. Principe de mesure de la résistivité d'une couche mince par la méthode des 4 pointes.

## 5.2. Conditions expérimentales mises en œuvre durant la mesure de la résistivité par la méthode des quatre pointes

L'analyse électrique est basée sur la mesure de la résistivité et/ou de la résistance carrée. Elle est effectuée dans un résistivimètre de type « EPS-08 Alessi » (Figure 14). Cet appareil est équipé de quatre pointes (en alliage de tungstène) alignées et équidistantes ( $S = 1 \text{ mm}$ ). Le courant qui s'impose entre les pointes externes vaut  $0.3 \text{ mA}$ . Quant aux pointes internes, elles servent à fournir la tension  $\Delta V$ .

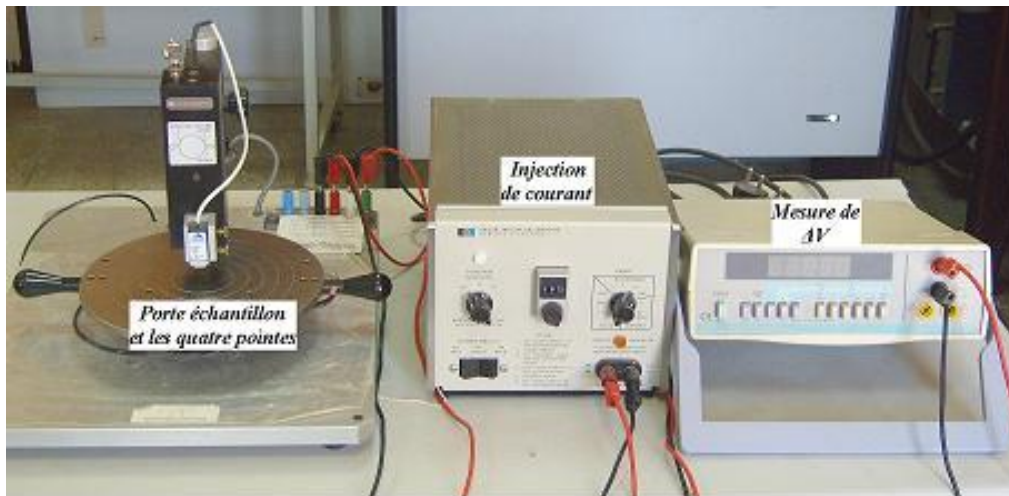


Fig. 14 Dispositif expérimental utilisé pour la mesure de résistivité par la méthode des quatre pointes.

## 6. Caractéristiques physico-chimiques des éléments Si et Sb

Les éléments étudiés dans le cadre de ce mémoire sont le silicium et l'antimoine. Le premier est utilisé sous forme de substrat alors que le second est impliqué comme dopant. Les interactions entre ces deux éléments feront l'objectif de notre investigation qui sera exposée aux chapitres 3 et 4. Avant de passer aux différents résultats obtenus, nous avons jugé utile de regrouper dans le tableau 1, les différentes propriétés de ces deux éléments.

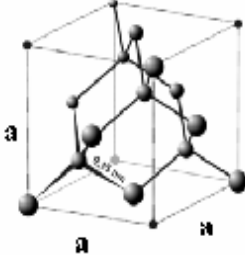
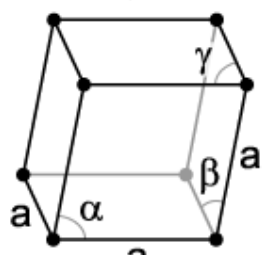
| Propriétés   | Eléments  |   |
|--|---|---|
|  | Si  | Sb  |
| Nom  | Silicium  | Antimoine   |
| Numéro atomique  | 14  | 51  |
| Masse atomique ( $\text{g.mol}^{-1}$ )   | 28.085  | 121.760   |
| Configuration des couches électroniques (élément neutre à l'état fondamentale) | [Ne] $3s^2 3p^2$  | [Kr] $4d^{10} 5s^2 5p^3$  |
| Rayon atomique (Å)   | 1.17  | 1.45  |
| Paramètre du réseau (Å)  | 5.43  | 4.506 / $\alpha=57.1^\circ$   |
| Structure de cristal   | Diamant   | Rhomboédrique   |
| Réseau cristallin  | $\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$<br> | $\alpha=\beta=\gamma \neq 90^\circ$<br> |
| Point de fusion ( $^\circ\text{C}$ )   | 1414  | 630.63  |
| Point de vaporisation ( $^\circ\text{C}$ )                                     | 3265  | 1587  |
| Energie de 1 <sup>ère</sup> ionisation (eV)                                    | 8.15  | 8.64  |
| Energie de 2 <sup>ème</sup> ionisation (eV)                                    | 24.49   | 25.10   |
| Etat physique ( $20^\circ\text{C}$ )   | solide  | solide  |
| couleur  | Gris foncé  | Gris métallique   |
| Densité ( $\text{g cm}^{-3}$ )   | 2.329   | 6.691   |
| Energie de Cohésion (eV/atome)   | 4.63  | 2.75  |
| Densité atomique ( $10^{22}$ at $\text{cm}^{-3}$ )                             | 4.98  | 3.31  |
| Conductibilité thermique ( $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ )                     | 148   | 24.3  |

Tableau 1. Propriétés physico-chimiques des éléments Si et Sb [32-39].

# *Chapitre III*

*Simulation des paramètres liés à  
l'implantation ionique de  
 $Sb^+$  dans Si*

## 1. Introduction

Ce chapitre est consacré à l'ensemble des résultats obtenus par simulation en utilisant le logiciel SRIM2006. Grâce au code utilisé, nous avons pu prévoir plusieurs phénomènes: distribution des ions, des défauts, etc. Rappelons que le principe de ce code (Chap. I, § 6) consiste à simuler, par les méthodes de Monté Carlo, chaque événement survenant au cours d'une cascade de collisions. Ici, le terme événement traduit le choc entre deux particules où l'une est en mouvement alors que l'autre est au repos. Le traitement des différents événements est effectué en calculant le transfert d'énergie au cours de chaque collision.

Dans le cas de notre travail, nous avons utilisé le type de calcul "Ion Distribution and Quick Calculation of Damage" lequel est basé sur la méthode dite "Kinchin-Pease" [19].

## 2. Conditions utilisées en simulation

Pour mettre en œuvre le code de simulation, l'utilisateur doit introduire différents paramètres. Evidemment, le choix de ces paramètres est crucial et le chercheur doit se mettre dans les conditions qui se rapprochent le plus du cas réel. En ce qui nous concerne, dans un premier temps, nous nous sommes mis dans un cas général destiné à l'étude des interactions ions-matière (*i.e.*  $Sb^+$ -Si). Au cours de la seconde étape, nous avons considéré le cas particulier où les conditions suivantes ont été impliquées : nous avons choisi une cible de silicium (épaisseur = 10000 Å) sur laquelle nous avons supposé une fine couche (épaisseur = 15 Å) d'oxyde  $SiO_2$ . Cet oxyde a été introduit pour représenter l'oxyde de silicium natif sur la surface de Si. Le type des ions sélectionnés est l'antimoine à une énergie de 120 keV. Le nombre des ions utilisé est 99999. C'est la valeur proposée, par défaut, par le logiciel. On doit noter que nous avons essayé des nombres plus élevés, et nous avons remarqué que ceci augmentait le temps de calcul sans améliorer la précision des résultats. S'agissant de l'orientation de la cible par rapport au faisceau d'ions, nous avons utilisé les deux cas les plus répandus en implantation ionique, c'est-à-dire  $0^\circ$  et  $7^\circ$ . Enfin, on doit signaler que le logiciel SRIM ne tient compte que des cibles amorphes.

### 3. Etude du pouvoir d'arrêt des ions $Sb^+$ dans la cible

Sur la figure 15, on représente les variations des pertes d'énergie, électronique et nucléaire, de l'antimoine en fonction de son énergie d'incidente. A partir de cette figure, plusieurs domaines sont à distinguer. Pour les énergies d'accélération inférieures à 2000 keV, le pouvoir d'arrêt nucléaire est prédominant. En plus, il passe par une valeur maximale au point  $E_1$ . Au point critique  $E_2$ , le freinage des ions d'antimoine est assuré par les deux mécanismes à parts égales. A partir de 2000 keV, le freinage d'origine électronique devient prépondérant par rapport à l'arrêt nucléaire. Rappelons que le pouvoir d'arrêt électronique est une interaction inélastique qui se fait avec les électrons orbitaux du milieu ralentisseur. Il est responsable de l'excitation et l'ionisation des atomes cibles. La quantité d'énergie transférée lors de chaque collision est une très faible portion de l'énergie cinétique de la particule incidente.

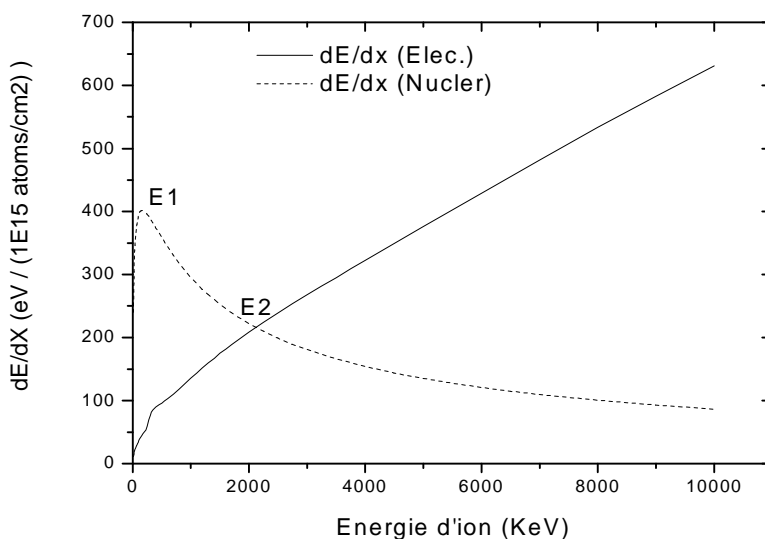


Fig.15. Simulation des pouvoirs d'arrêt nucléaire et électronique des ions  $Sb^+$ , dans la cible Si, en fonction de l'énergie incidente des ions.

Sur la figure 16, on se met dans le cas particulier pour lequel les conditions sont reportées au § 2. La courbe (—), représente les variations de l'énergie moyenne transférée par les ions primaires aux atomes de reculs. Quant à la courbe (■), elle traduit les variations de l'énergie absorbée par les atomes de reculs. Il est clair qu'il y a une superposition totale signifiant que toute l'énergie des ions primaires est absorbée par les atomes de reculs.

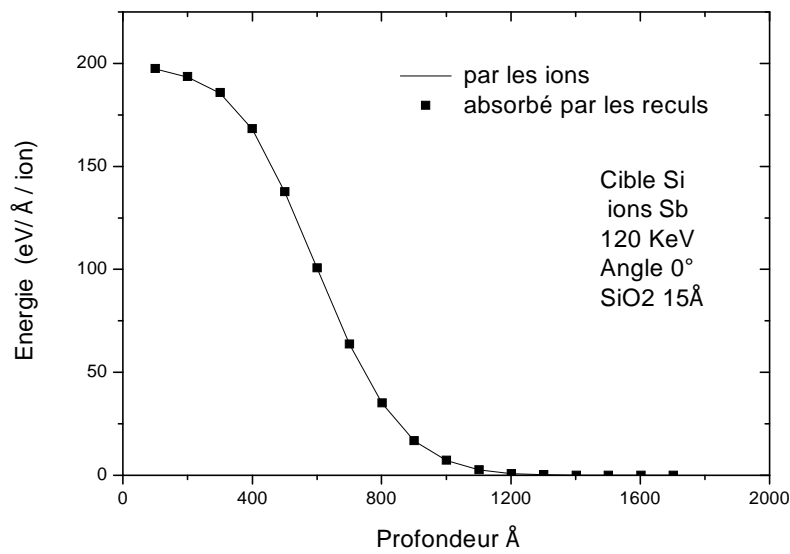


Fig. 16. Variations de l'énergie transférée (—) par les ions  $Sb^+$  ( $1 \times 10^{15} Sb^+ cm^{-2}$ , 120 keV) et représentation de l'énergie absorbée (■) dans la cible [ $SiO_2$  (15 Å) sur Si (10000 Å)].



## 4. Influence de l'énergie d'implantation sur les paramètres de distribution

Les différents paramètres qui définissent l'implantation ionique dans un matériau sont le parcours projeté  $R_p$ , la déviation standard  $\Delta R_p$  et la redistribution latérale  $R_{\perp}$ . Dans cette partie, nous nous sommes intéressés à l'étude de l'influence de l'énergie incidente des ions sur ces paramètres. D'après la figure 17, il est clair que plus l'énergie d'accélération est élevée, plus les valeurs obtenues sont importantes. Comme la technologie actuelle (des circuits intégrés) exige leur minimisation, on déduit que les faibles énergies produisent les meilleurs résultats. Ceci justifie le choix de la valeur 120 keV que nous avons utilisée dans la partie expérimentale.

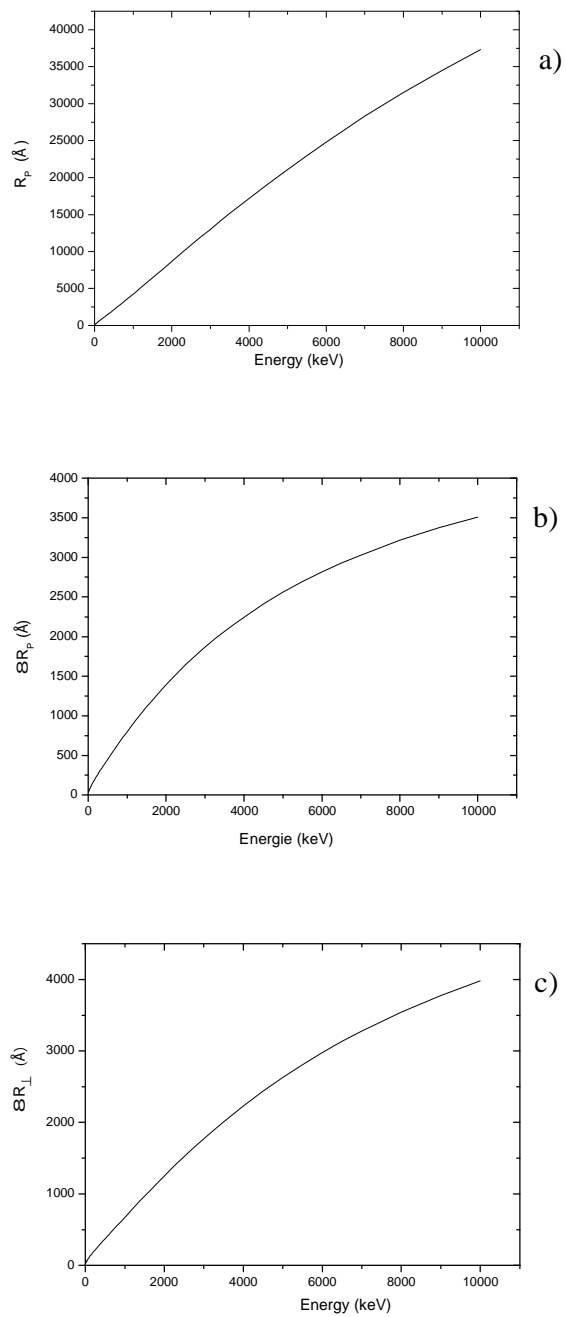


Fig. 17. Influence de l'énergie d'accélération des ions primaires sur le parcours projeté  $R_p$  (a) , la déviation standard  $\Delta R_p$  (b) et la déviation standard latérale  $\Delta R_{\perp}$  (c).

## 5. Etude de la redistribution des ions $Sb^+$ dans la cible de Si

### 5.1. Distribution en profondeur de la cible

Sur la figure 18, on représente le profil de redistribution des ions  $Sb^+$  dans la cible de silicium. Il est obtenu pour une dose d'ions de  $1 \times 10^{15} Sb^+/cm^2$  et une orientation de  $7^\circ$ . Il est clair que la forme est gaussienne, ce qui est en bon accord avec la théorie L.S.S [12, 17] relative à la pénétration des ions dans un solide amorphe. Le profil de la figure 16, montre également un pic de concentration à une profondeur  $R_p$  approximativement égale à  $600 \text{ \AA}$ . Concernant la largeur à mi-hauteur, qui représente l'élargissement du profil autour de la concentration maximale, nous avons obtenu un  $\Delta R_p \cong 200 \text{ \AA}$ .

S'agissant des deux autres moments qui sont le skewness ( $\gamma$ ) et le Kurtosis ( $\beta$ ), ils ont été estimés à 0.4039 et 3.0397 respectivement. Il est clair que les valeurs trouvées ne sont pas très éloignées par rapport à celles reportées dans le cas de la distribution gaussienne (*i.e.*  $\gamma \sim 0$  et  $\beta \sim 3$ ). Toutefois, le signe positif de  $\gamma$ , indique que le profil simulé n'est pas parfaitement symétrique et que la queue de distribution est légèrement décalée vers la profondeur de la cible. Ce résultat a également été reporté dans la littérature pour les éléments B, Al et As [21, 40]. D'autre part, le fait que  $\beta$  soit, tout de même, différent de 3 ceci signifie que le pic du profil de concentration n'est pas parfaitement pointu. Malgré le léger décalage de la redistribution simulée (Fig. 18, (—)) par rapport au fit gaussien (Fig. 18, (...)), nous estimons que le profil d'implantation des ions  $Sb^+$ , est mieux décrit par une loi gaussienne, dans la cible de Si.

Enfin, nous devons signaler que le logiciel SRIM permet de connaître les coordonnées XYZ de chaque ion implanté dans la cible. Ceci est considéré comme résultat très important vu qu'il permet d'aboutir à la redistribution à trois dimensions des ions dans le matériau. Sur la figure 19, on représente la distribution que nous avons obtenue. C'est une figure qui a l'avantage de rapprocher la situation au cas réel et permet de voir la localisation des ions en profondeur (*i.e.* longitudinalement) et dans les deux directions latérales.

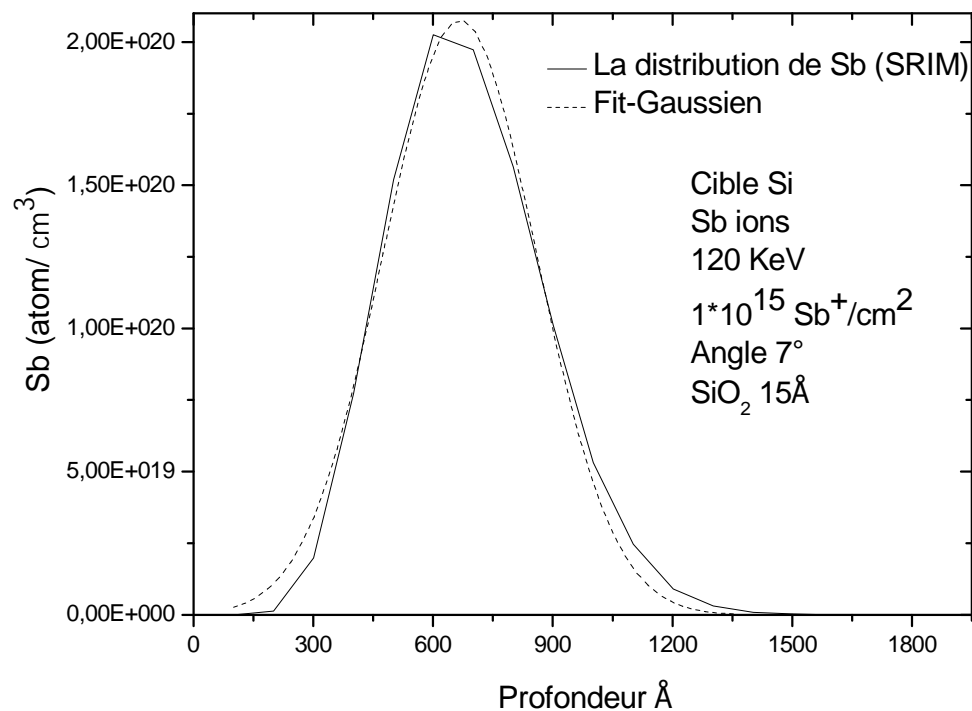


Fig. 18. Redistributions des ions  $Sb^+$  ( $1 \times 10^{15} \text{ Sb}^+ \text{ cm}^{-2}$ , 120 keV) dans la cible ( $SiO_2$  (15 Å) sur Si (10000 Å)). (—) Profil simulé par SRIM 2006 ; (...) profil obtenu par fit gaussien.

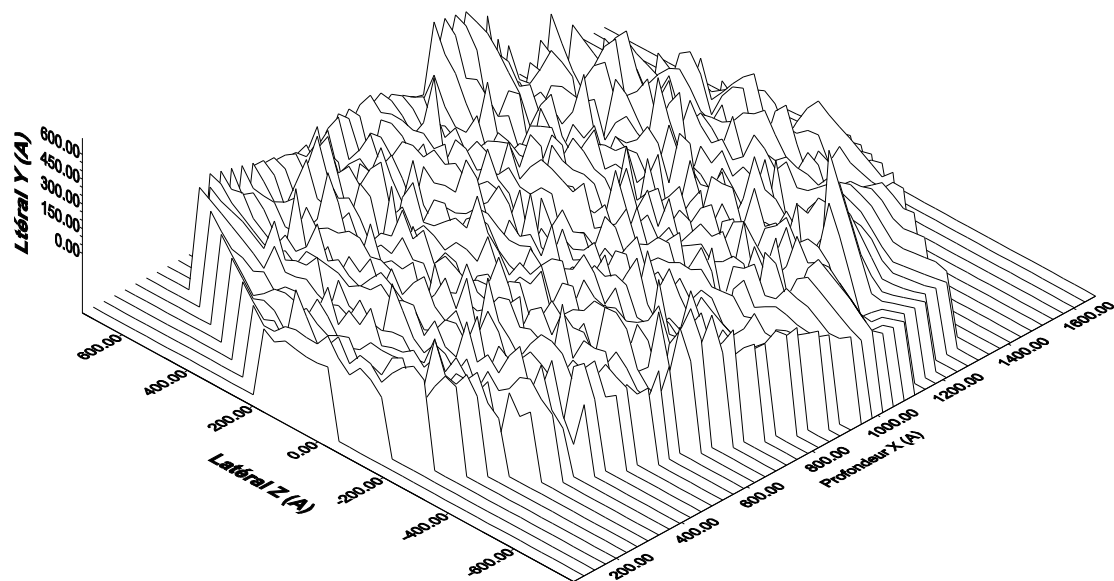


Fig.19. Distribution à trois dimensions des ions  $Sb^+$  ( $1 \times 10^{15} Sb^+ cm^{-2}$ , 120 keV) dans la cible ( $SiO_2$  (15 Å) sur Si (10000 Å)).

## 5.2. Distribution latérale des ions $Sb^+$ dans la cible

Grâce à SRIM, nous avons pu aboutir à la distribution du parcours projeté latéral ainsi qu'à la dispersion projetée en fonction de la profondeur de pénétration des ions d'antimoine dans la cible de Si. Ce genre d'information est très important surtout en microélectronique où on utilise souvent des masques pendant la technologie des circuits intégrés. En ce qui nous concerne, nous nous sommes intéressés à voir l'influence de l'orientation de la cible sur les deux paramètres en questions. Sur le tableau 2, on regroupe les valeurs obtenues pour les deux orientations. Sur la figure 20, on se contente de présenter les variations du parcours projeté latéral  $R_{\perp}$  en fonction de la profondeur dans la cible (pour les deux angles  $0^{\circ}$  et  $7^{\circ}$ ). D'après cette figure, on s'aperçoit que le parcours latéral est plus important dans le cas des cibles désorientées de  $7^{\circ}$  par rapport au faisceau d'ions. En d'autres termes, l'orientation préférentielle permettant la réduction de la distribution latérale est celle correspondant à  $0^{\circ}$ .

|             | $R_{\perp}$ | $\Delta R_{\perp}$ |
|-------------|-------------|--------------------|
| $0^{\circ}$ | 109 Å       | 140 Å              |
| $7^{\circ}$ | 126 Å       | 160 Å              |

Tableau 2. Valeurs simulées du parcours projeté latéral ( $R_{\perp}$ ) et de la dispersion projetée ( $\Delta R_{\perp}$ ) des ions  $Sb^+$  ( $1 \times 10^{15} Sb^+ cm^{-2}$ , 120 keV) dans la cible ( $SiO_2$  (15 Å) sur Si (10000 Å)). Cas des orientations  $0^{\circ}$  et  $7^{\circ}$

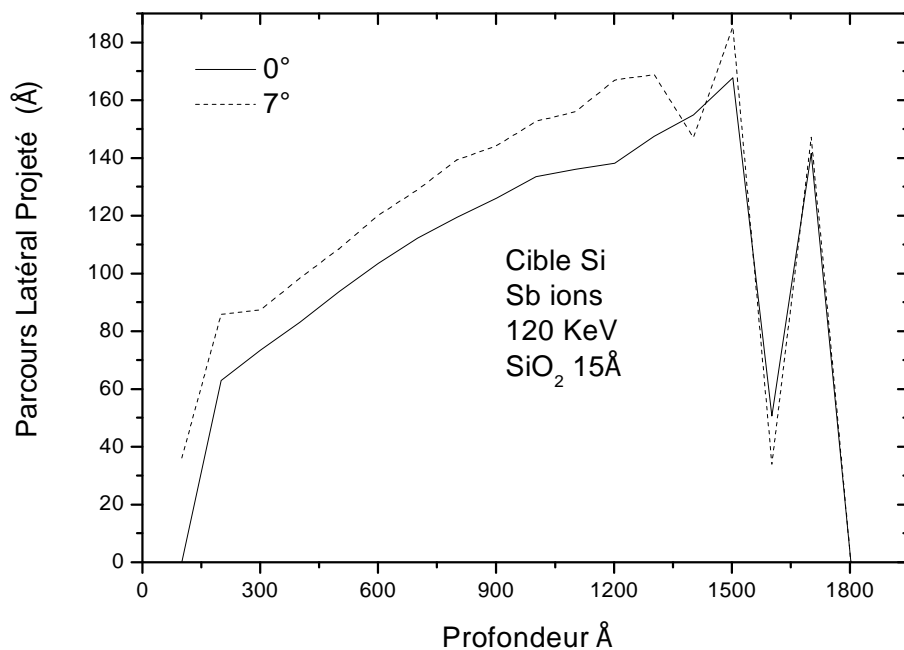


Fig.20. Simulation du parcours projeté latéral des ions  $Sb^+$  ( $1 \times 10^{15} Sb^+ cm^{-2}$ , 120 keV) en fonction de la profondeur de la cible ( $SiO_2$  (15 Å) sur Si (10000 Å)).

(—) cas où le faisceau d'ions est perpendiculaire à la cible ;

(...) cas où la cible est désorientée de  $7^\circ$  par rapport aux ions incidents.

## 6. Etude des phénomènes induits par implantation ionique de $Sb^+$ dans la cible de Si

Comme nous l'avons mentionné au chapitre I, au cours de l'implantation ionique, plusieurs effets secondaires sont générés dans la cible. Ces effets sont dits perturbations et ils se résument à : la formation de lacunes, phénomènes d'ionisation, production de phonons etc.

### 6.1. Production de lacunes

Comme nous l'avons mentionné au chapitre I, si l'énergie communiquée à l'atome cible (par les ions de  $Sb^+$ ) est supérieure à l'énergie seuil de déplacement, l'atome de silicium est éjecté suffisamment loin de son site et n'y revient pas immédiatement. Notons que la valeur reportée de l'énergie de déplacement est égale 15 eV pour tous les semi-conducteurs. De plus, si l'énergie transférée à cet atome est suffisamment grande, l'atome cible peut à son tour déplacer d'autres atomes dits atomes de recul. La densité de lacunes produites est maximale quand la perte d'énergie nucléaire est maximale. Ceci se produit à une profondeur  $R_D$  autour de laquelle le profil de défauts est quasiment gaussien. En effet, il est reporté que si le profil de redistribution des ions est gaussien, le profil de défauts suit la même allure [11]. Sur la figure 21, on représente les profils simulés de redistribution des lacunes créés par les ions primaires (Fig. 21 a)) et par les atomes de reculs (Fig. 21 b)). On peut assimiler les distributions obtenues par des lois gaussiennes centrées à une profondeur  $R_D$ . Dans le cas de la formation par ions primaires, la redistribution est centrée à  $R_D \cong 500 \text{ \AA}$  (en dessous de la surface) avec une concentration maximale de  $1.4 \times 10^{22}$  lacunes/cm<sup>3</sup>. Notons que le parcours projeté  $R_D$  est légèrement plus faible que celui relatif au parcours projeté  $R_p$  des ions (*i.e.*  $R_p \cong 600 \text{ \AA}$ ). Concernant les lacunes créées par les atomes de recul, elles possèdent également une distribution gaussienne centrée à  $R_D \cong 230 \text{ \AA}$  en dessous de la surface et une concentration de  $3.39 \times 10^{23}$  lacunes/cm<sup>3</sup> (Fig. 21, b)). Cette concentration maximale est nettement supérieure à celle obtenue dans le cas de lacunes générés par ions primaires. Ceci est dû au grand nombre d'atomes de recul produits. En effet, chaque ion incident peut produire un nombre élevé d'atomes de recul responsables de la création de plusieurs lacunes.



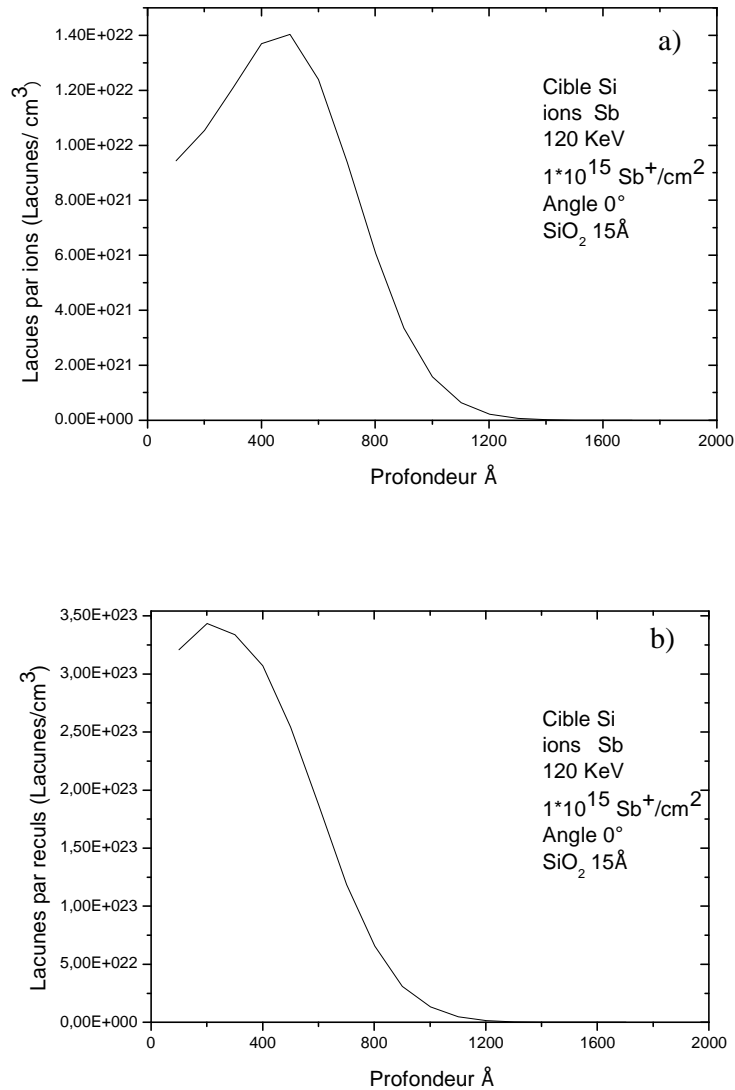


Fig.21. Redistributions des lacunes dans une cible (( $SiO_2$  (15  $\text{\AA}$ ) sur Si (10000  $\text{\AA}$ )) implantée par des ions  $Sb^+$  ( $1 \times 10^{15} Sb^+ cm^{-2}$ , 120 keV) ; (a) création par ions primaires ; (b) création par atomes de recul

## 6.2. Phénomènes d'ionisation

Le phénomène d'ionisation dans la cible est décrit dans la figure 22. Il reflète le phénomène d'ionisation dans la cible de silicium. En d'autres termes, quand un atome cible est soumis à une collision, si l'énergie transférée est suffisante, il peut perdre un électron voire deux ou trois. Ce phénomène peut avoir lieu aussi bien par les ions primaires (Fig. 22 (—)) que par les atomes de recul (Fig. 22 (■)). D'après cette figure, on s'aperçoit que le phénomène est plus important dans le cas relatif aux atomes de recul. En effet, le nombre de ces derniers est toujours plus important que le nombre d'ions incidents.

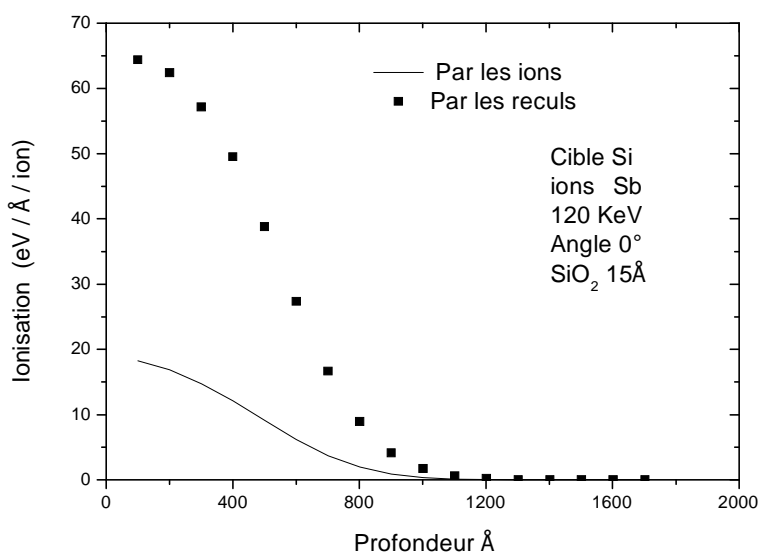


Fig.22. Représentation du phénomène d'ionisation dans une cible (( $SiO_2$  (15 Å) sur Si (10000 Å)) implantée par des ions  $Sb^+$  ( $1 \times 10^{15} Sb^+ cm^{-2}$ , 120 keV) ; (—) création par ions primaires ; (■) création par atomes de recul

### 6.3. Production de phonons

Au cours de l'interaction ion-matière, la cible est chauffée suite aux différentes perturbations qui ont lieu. Ceci se traduit par agitation thermique et création de phonons si l'énergie transférée à l'atome cible est inférieure à l'énergie de seuil de déplacement. Sur la figure 23, on représente la redistribution de phonons générés par les ions primaires (a) et par les atomes de recul (b). Les deux profils de distribution obtenus peuvent être décrits par une distribution gaussienne. Dans le cas de la génération par ions, le profil de phonons est centré à une profondeur moyenne de 500Å en dessous de la surface avec une concentration de  $5.98 \times 10^{22}$  phonon/cm<sup>3</sup>, (Fig. 23, a)). Cependant, dans le cas de la création par atomes de recul, la profondeur moyenne trouvée est de 230Å en dessous de la surface et une concentration de  $1.25 \times 10^{25}$  phonon/cm<sup>3</sup>, (Fig. 23, b)). On s'aperçoit que le phénomène est plus important dans le cas d'atomes de recul vu que le nombre de ces derniers est toujours plus important que le nombre d'ions incidents.

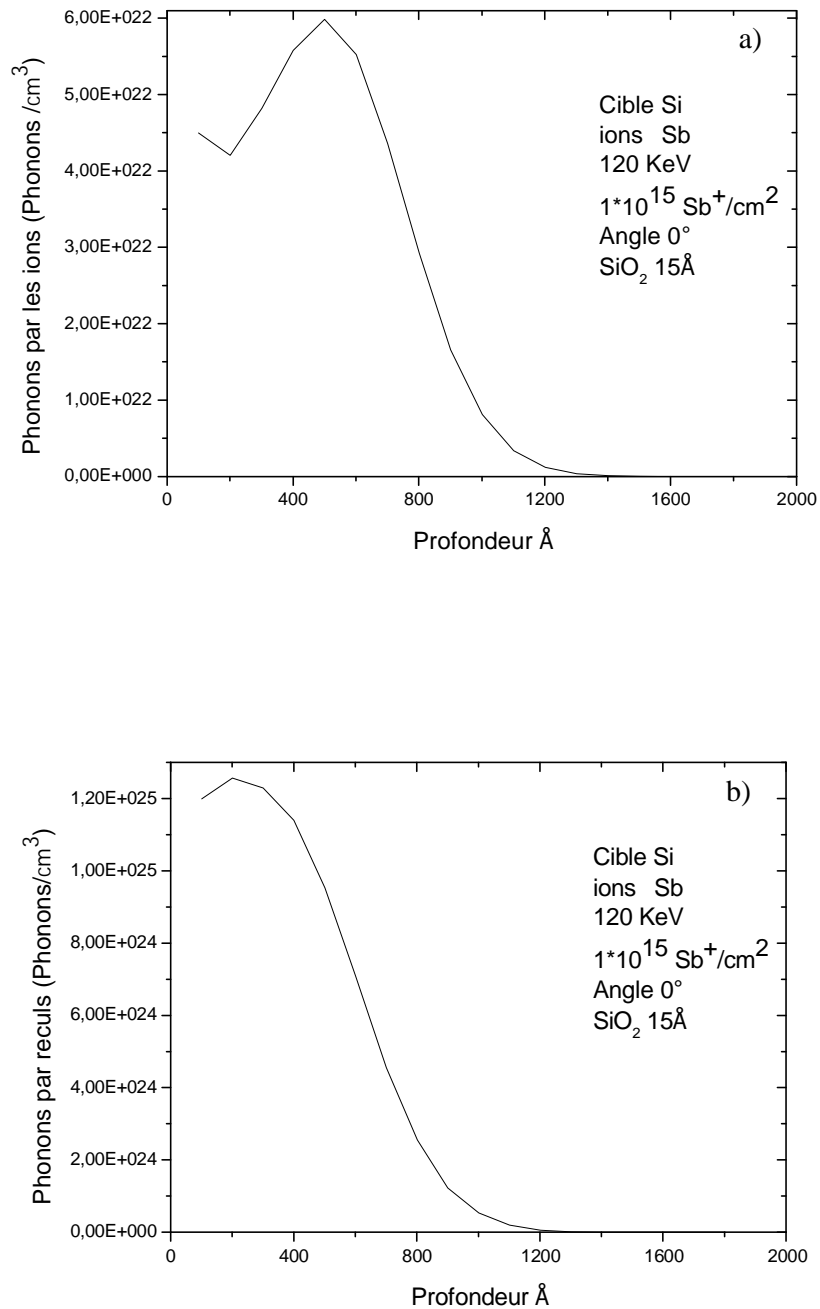


Fig.23. Redistributions de phonons dans une cible ((SiO<sub>2</sub> (15 Å) sur Si (10000 Å)) implantée par des ions Sb<sup>+</sup> ( $1 \times 10^{15} \text{ Sb}^+ \text{ cm}^{-2}$ , 120 keV) ; (a) création par ions primaires ; (b) création par atomes de recul.

## 7. Conclusion partielle

Au cours de ce chapitre, plusieurs résultats ont été obtenus par simulation en utilisant le code SRIM 2006 qui est basé sur les méthodes de Monté Carlo. Les phénomènes de collision entre les ions d'antimoine et une cible de Si amorphe ont été prédits. Les processus de perte et de transfert d'énergie ont été étudiés. Les différentes redistributions des ions (en profondeur, latérale et à trois dimensions) ont été obtenues et plusieurs paramètres ont été estimés : le parcours projeté  $R_p$ , la déviation standard  $\Delta R_p$ , le parcours latéral  $R_{\perp}$ , etc. L'étude de la formation de défauts a également été prise en considération. Nous avons pu obtenir les différentes redistributions possibles, à savoir : la production de lacunes, le phénomène d'ionisation et la création de phonons.

# *Chapitre IV*

*Etude expérimentale des  
échantillons implantés*

## 1. Introduction

Au cours de ce quatrième chapitre, nous allons présenter les résultats expérimentaux obtenus par différentes analyses. La RBS a été mise en oeuvre pour estimer les différents paramètres de l'implantation ionique (dose, concentration,  $R_p$ , etc.) de l'antimoine dans le silicium. A partir du spectre fourni, nous avons utilisé la méthode itérative décrite en chapitre II (§ 2.4) pour reconstruire le profil de concentration des ions en profondeur de la cible. Ceci était une étape obligatoire pour pouvoir comparer le profil expérimental avec le simulé. L'étude par DRX nous a permis de voir l'influence de l'implantation des ions  $Sb^+$  et du recuit thermique sur la qualité structurale des substrats de silicium. Quant à la méthode des quatre pointes, nous l'avons appliqué pour avoir une idée sur l'activation électrique des dopants.

## 2. Préparation des échantillons

Les échantillons utilisés ont été préparés par implantation ionique des ions d'antimoine, dans des plaquettes Cz de silicium monocristallin d'orientation  $\langle 111 \rangle$ . L'implantation des ions a été effectuée à température ambiante avec une accélération et une dose de 120 keV et  $1 \times 10^{15} \text{ Sb}^+ \text{ cm}^{-2}$  respectivement. Notons que ces plaquettes ont été désorientées de  $7^\circ$  par rapport au faisceau ionique pour éviter le phénomène de canalisation. En effet, de cette manière l'échantillon sera vu comme amorphe par les ions. Ainsi, on pourra par la suite faire des comparaisons avec la simulation qui n'étudie que les matériaux amorphes. Des échantillons de  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  ont été découpés par une pointe en diamant puis un recuit thermique conventionnel ( $900^\circ\text{C}$ , 30 min, sous ultra vide ( $10^{-11}$  Torr)) a été appliqué pour guérir les dégâts d'irradiation dans les spécimens.

## 3. Analyse par RBS

### 3.1. Estimation des paramètres d'implantation de l'antimoine dans Si (111)

Sur la figure 24, on représente le spectre énergétique RBS obtenu en mode random et correspondant à un échantillon implanté et non recuit. Il est constitué de deux signaux dont le

premier est situé à  $\sim 1132.18$  keV et le second à  $\sim 1427.58$  keV. Ils correspondent aux éléments Si et Sb respectivement. Ceci témoigne de la pureté des échantillons élaborés puisque aucun signal d'impureté (comme l'oxygène ou le carbone) n'a été détecté.

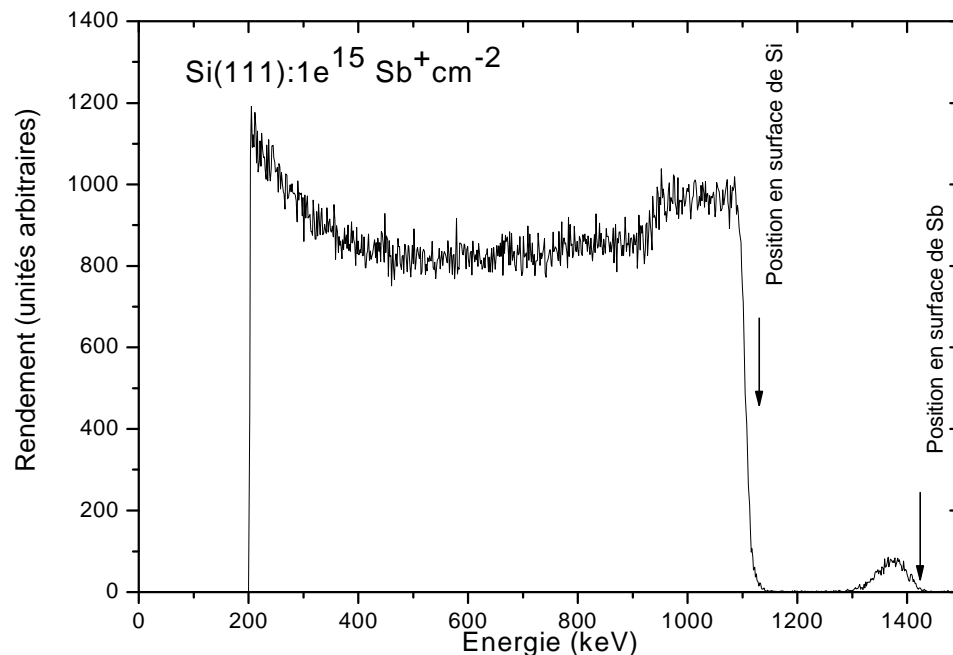


Fig. 24. Spectre RBS de particules  $\alpha$  (1.57 MeV) obtenu en mode random et correspondant à un échantillon Si (111) implanté à l'antimoine ( $1 \times 10^{15}$  Sb<sup>+</sup>/cm<sup>2</sup>).

Pour des raisons de clarté, sur la figure 25, on représente uniquement le signal correspondant à l'antimoine. Comme il possède une forme gaussienne, on peut utiliser les étapes décrites en chapitre II (§ 2.3) pour estimer les différents paramètres des ions Sb<sup>+</sup> dans les substrats Si(111). Les données expérimentales relatives à la mise en œuvre de la technique RBS sont regroupées dans le tableau 3. Les coefficients A<sub>0</sub>-A<sub>5</sub> nécessaires à l'évaluation des pouvoirs



d'arrêt sont mentionnés dans le tableau 4. Quant au tableau 5, nous l'avons consacré aux données fournies à partir du signal RBS (Fig. 25) et aux résultats obtenus.

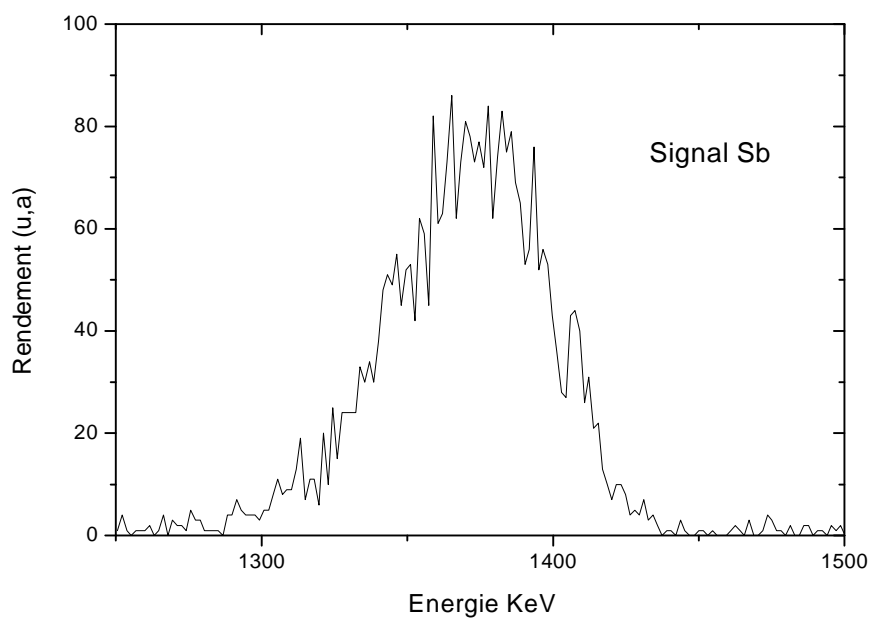


Fig. 25. Spectre RBS de particules  $\alpha$  (1.57 MeV) obtenu en mode random et correspondant à un échantillon Si(111) implanté à l'antimoine ( $1 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$ ). On représente uniquement le signal d'antimoine

| $\theta^\circ$ | $\theta_1^\circ$ | $\theta_2^\circ$ | $E_0(\text{He}^+)$<br>MeV | Z1<br>He | Z2<br>Si | Z2<br>Sb | M1<br>uma | M2(Si)<br>uma | M2(Sb)<br>uma | $\Gamma$<br>KeV | $N_{\text{Si}}$<br>Ato/cm <sup>3</sup> |
|----------------|------------------|------------------|---------------------------|----------|----------|----------|-----------|---------------|---------------|-----------------|--|
| 105            | -4.5             | 70.5             | 1.57                      | 2        | 14       | 51       | 4.003     | 28.086        | 121.75        | 1.57            | 4.98E22                                |

Tableau 3. Données expérimentales relatives à la mise en œuvre de la technique RBS.

|    | A0        | A1        | A2         | A3        | A4         | A5         |
|----|-----------|-----------|------------|-----------|------------|------------|
| Si | 57.97E-15 | 56.59E-15 | -77.66E-15 | 36.41E-15 | -7.624E-15 | 0.5995E-15 |

Tableau 4. Valeurs des coefficients  $A_0$ - $A_5$  (eV  $\text{cm}^2$ /atome) nécessaires à l'évaluation des pouvoirs d'arrêt [26].

| Données   | Paramètres  |
|---|---|
| $A_{\text{Sb}} = 5106.80$   | $(d\sigma/d\Omega)_{\text{Si}} = 1.02\text{E-}24 \text{ cm}^2/\text{sr}$      |
| $H_{\text{Si}} = 852.794$   | $(d\sigma/d\Omega)_{\text{Sb}} = 13.79\text{E-}24 \text{ cm}^2/\text{sr}$     |
| $H_{\text{Sb}} = 80.45$   | $[\varepsilon_0]_{\text{Si}} = 232.53\text{E-}15 \text{ eVcm}^2/\text{atome}$ |
| $\Delta E_{\text{Sb}} = 66.44 \text{ KeV}$                                    | $[\varepsilon_0]_{\text{Sb}} = 225.11\text{E-}15 \text{ eVcm}^2/\text{atome}$ |
| $\text{FWHM}_{\text{Sb}} = 60.73 \text{ KeV}$                                 | $K_{\text{Si}} = 0.696$   |
| $0.88H_{\text{Si}} = 750.458$ , $E(0.88H_{\text{Si}}) = 1114.669 \text{ KeV}$ | $K_{\text{Sb}} = 0.921$   |
| $0.12H_{\text{Si}} = 102.335$ , $E(0.12H_{\text{Si}}) = 1100.322 \text{ KeV}$ | Dose = $3\text{E}15 \text{ atome/cm}^2$                                       |
| $\text{FWHM}_{\text{Sys}} = 14.35 \text{ KeV}$                                | Concentration = $3.37\text{E}20 \text{ atome/cm}^3$                           |
| $\text{FWHM}_{\text{Zl}}^2 = 23.87 \text{ KeV}$                               | $R_p = 593 \text{ \AA}$   |
| $\text{FWHM}_{\text{corrigé}} = 53.98 \text{ KeV}$                            | $\Delta R_p = 204 \text{ \AA}$  |

Tableau 5. Données fournies à partir du signal d'antimoine de la figure 23 et paramètres obtenus.

A partir des résultats mentionnés dans le tableau 5, on s'aperçoit que la dose des ions d'antimoine est supérieure à la valeur nominale (*i.e.*  $1 \times 10^{15}$  Sb<sup>+</sup>/cm<sup>2</sup>). Ceci montre que le manipulateur de l'implanteur ionique a introduit une quantité supérieure à celle qui lui a été demandée. D'autre part, la concentration trouvée des ions d'antimoine ( $3.37 \times 10^{20}$  Sb<sup>+</sup>/cm<sup>3</sup>) est nettement supérieure à la solubilité limite de l'antimoine dans le Silicium (*i.e.*  $2 \times 10^{19}$  Sb<sup>+</sup>/cm<sup>3</sup> à 1000°C [41]), montrant que l'implantation ionique est bien un processus hors équilibre. Concernant le parcours projeté  $R_p$  et la déviation standard  $\Delta R_p$ , les valeurs expérimentales trouvées et mentionnées dans le tableau 5, sont en très bon accord avec celles fournies par simulation ( $R_p \approx 600$  Å,  $\Delta R_p \approx 211$  Å).

### 3.2. Construction du profil d'implantation en profondeur de la cible

A partir du signal RBS d'antimoine obtenu en figure 25, nous avons suivi la méthode itérative décrite en chapitre II (§ 2.4) pour reconstruire le profil de concentration des ions Sb<sup>+</sup> en profondeur de la cible Si(111). Le profil obtenu est montré sur la figure 26 (—) auquel nous avons rajouté un fit de type gaussien (---). On remarque qu'il y'a une très bonne superposition. Ceci montre que le fait d'avoir incliné les cibles de 7° par rapport au faisceau ionique, aucune canalisation n'a eu lieu. Les substrats étaient vus comme amorphes par les ions d'où la possibilité de mettre en œuvre le code TRIM (spécial pour l'amorphe). Sur la figure 27, on se propose de superposer le profil expérimental (—) avec celui obtenu par la simulation (---) où on s'aperçoit qu'ils ont réellement la même allure (gaussienne). Les profondeurs totales de pénétration des ions Sb<sup>+</sup> dans Si sont en parfait accord. Pour ce qui est de la différence entre les hauteurs des deux signaux, elle provient d'un surdosage pendant la manipulation de l'implantation ionique.

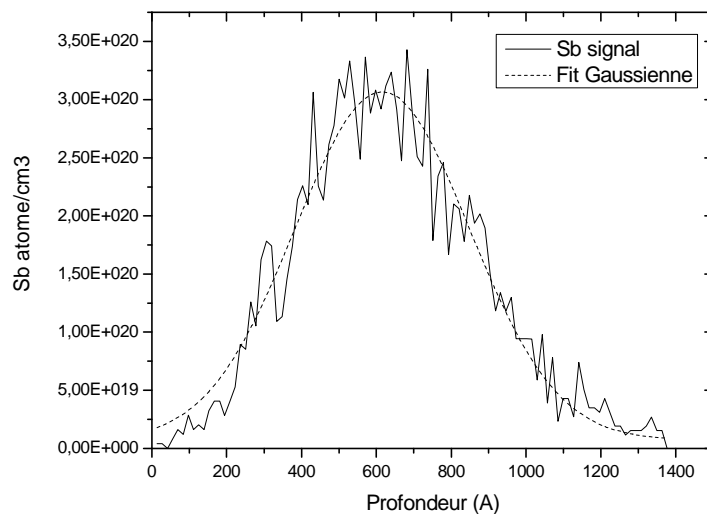


Fig. 26. Profil expérimental (—) de redistribution des ions d'antimoine ( $1 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$ ) en profondeur de la cible Si(111) avec un fit de type gaussien (---).

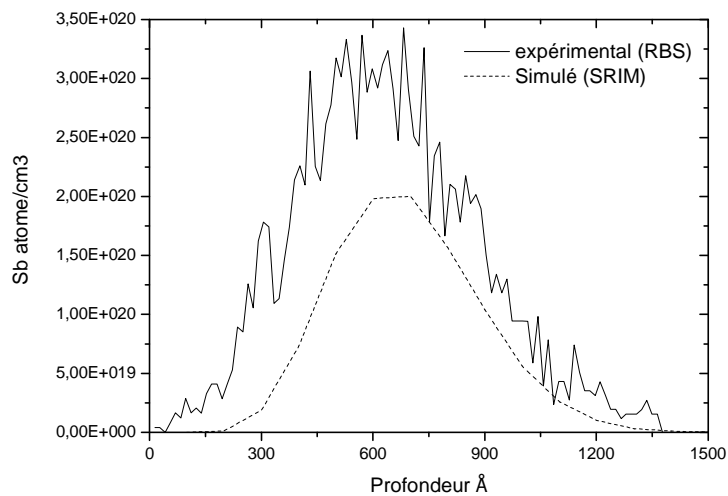


Fig. 27. Profils expérimental (—) et simulé (---) de redistribution des ions d'antimoine ( $1 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$ ) en profondeur de la cible de Si.

## 4. Analyse par DRX

Sur la figure 28, on représente les spectres de diffraction X obtenus à partir de différents échantillons. La figure 28 (a) est obtenue à partir de l'échantillon référence (*i.e.* vierge). Elle montre deux raies principales à  $2\theta = 28.58^\circ$  et  $2\theta = 95.08^\circ$ . La première correspond au plan (111) et la deuxième au plan (333). A partir de ce spectre, le pic relatif à la raie (111) est très intense montrant la haute qualité cristalline de l'échantillon analysé.

Après implantation ionique des échantillons, les intensités des deux raies (111) et (333) diminuent considérablement comme le montre le spectre DRX de la figure 28 (b). Ceci est dû aux perturbations engendrées par l'introduction des ions d'antimoine dans les couches superficielles de la cible de silicium.

Après recuit thermique des échantillons à  $900^\circ\text{C}$ , 30 min. (sous ultravide), une bonne guérison des dégâts d'irradiation a été obtenu. Ceci est révélé par le spectre DRX de la figure 28 (c) où il est clair que les intensités des deux raies caractéristiques augmentent significativement par rapport à celui de la figure 28 (b). La restauration des défauts était très satisfaisante puisque les intensités des deux raies (111) et (333) sont du même ordre de grandeur que celles correspondant à l'échantillon référence (Fig. 28 (a)). D'autre part, le spectre DRX de la figure 28 (c), montre qu'aucune contamination des échantillons n'a eu lieu pendant le recuit des spécimens. Ceci était prévisible puisque le traitement thermique a été effectué sous ultravide.

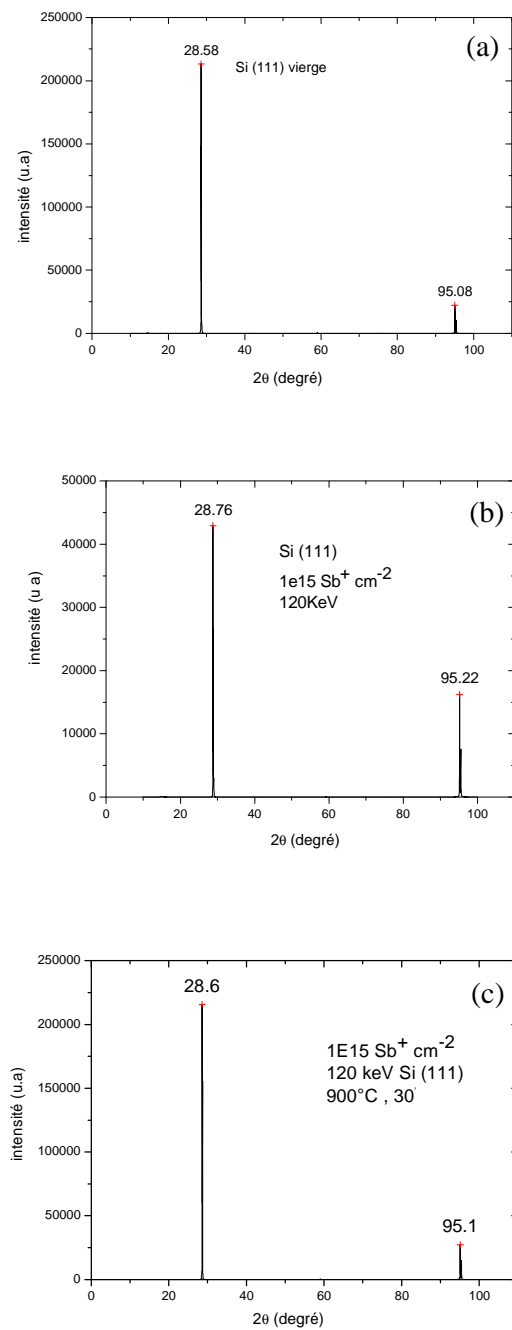


Fig. 28. Spectres DRX correspondants aux échantillons Si (111) : (a) vierge; (b) implanté à l'antimoine ( $1 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$ , 120 keV); (c) implanté à ( $1 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$ , 120 keV) et recuit à 900°C, 30 min. sous ultravide.

## 5. Mesure de la résistivité par la méthode des quatre pointes

La mesure de la résistivité a été effectuée par la méthode des quatre pointes comme expliquée en chapitre II. Sur la figure 29, on représente les variations de cette grandeur par rapport au traitement appliqué à chaque spécimen. Dans le premier point, nous reportons le cas de l'échantillon référence (ou vierge), dans le deuxième nous indiquons le résultat relatif à un échantillon implanté mais non recuit. Quant au troisième point, il représente la valeur trouvée à partir d'un spécimen implanté et traité thermiquement à 900°C, 30 min. La résistivité obtenue de l'échantillon vierge est de l'ordre de  $3.360 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$ . Cette faible valeur montre que le matériau n'est pas très résistif ce qui est normal puisque nous sommes en présence d'un matériau semi-conducteur intrinsèque. Après implantation ionique des ions  $\text{Sb}^+$  dans les cibles Si (111), la résistivité augmente significativement ( $\rho \sim 15.143 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$ ) montrant que l'échantillon est devenu résistif. Ceci est normal puisque les couches superficielles de la cible sont devenues amorphes suite à l'introduction des ions (Comme révélé par DRX). A ce stade les ions  $\text{Sb}^+$  ne sont pas encore actifs. Après traitement thermique, la résistivité de l'échantillon diminue et atteint une valeur de  $\sim 2.138 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$ . Elle est inférieure à celle trouvée à partir du spécimen vierge signifiant que la conductivité est nettement améliorée par la contribution de l'antimoine. Ceci révèle l'activation électrique de ce dopant suite au traitement thermique effectué. Notons que ce dernier a été appliqué pour deux buts qui sont la guérison des défauts et l'activation des ions en les plaçant dans des sites substitutionnels de Si.

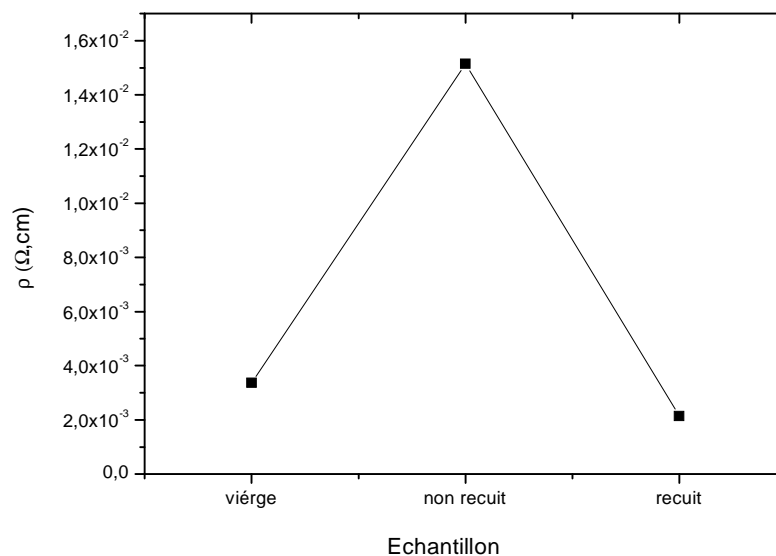


Fig. 29. Variations de la résistivité en fonction du traitement effectué à chaque spécimen.

## 6. Conclusion partielle

La caractérisation des échantillons par les techniques expérimentales mises en œuvre nous a permis d'obtenir plusieurs résultats concernant les spécimens Si(111) qui ont été implantés par des ions  $\text{Sb}^+$  ( $1 \times 10^{15} \text{ Sb}^+ \text{ cm}^{-2}$ ) à 120 keV. Nous avons également pu étudier l'influence du traitement thermique (900°C, 30 min. sous ultra vide) sur la guérison des dégâts d'irradiation et l'activation électrique du dopant.

Les résultats expérimentaux concernant le profil de redistribution des ions en profondeur de la cible, le parcours projeté  $R_p$ , la déviation standard  $\Delta R_p$ , étaient en accord avec la simulation par le code TRIM. D'autre part, nous avons montré que le recuit thermique conduisait à une bonne restauration des défauts d'implantation et à une nette amélioration de la conductivité des échantillons par l'activation électrique du dopant antimoine.



## *Conclusion générale*

Grâce à ce travail plusieurs paramètres, liés à l'implantation ionique de l'antimoine dans le silicium, ont été étudiés. L'investigation a été réalisée par simulation et expérimentalement.

Au cours de la simulation, plusieurs phénomènes ont été prévus. Nous avons étudié les phénomènes de collision entre les ions d'antimoine et une cible de Si amorphe. Les processus de perte et de transfert d'énergie ont également été prédits. Les différentes redistributions des ions (en profondeur, latérale et à trois dimensions) ont été obtenues et plusieurs paramètres ont été estimés : le parcours projeté  $R_p$ , la déviation standard  $\Delta R_p$ , le parcours latéral  $R_{\perp}$ , etc. L'étude de la formation de défauts a également été prise en considération. Nous avons pu obtenir les différentes redistributions possibles, à savoir : la production de lacunes, le phénomène d'ionisation et la création de phonons.

Le travail expérimental nous a permis de faire une caractérisation structurale et électrique des échantillons élaborés. Les spécimens ont été obtenus par implantation ionique des ions  $Sb^+$  ( $1 \times 10^{15} Sb^+ cm^{-2}$ , 120 keV) dans des substrats de silicium monocristallin d'orientation  $\langle 111 \rangle$ . Un traitement thermique a été effectué (900°C, 30 min. sous ultra vide) pour la guérison des dégâts d'irradiation induits par l'implantation ionique. Plusieurs techniques expérimentales ont été mises en œuvre à savoir : la spectroscopie de rétrodiffusion Rutherford (ou Rutherford Backscattering Spectroscopy (RBS)), la diffraction des rayons X (DRX) et la mesure de résistivité par la méthode des quatre pointes.

Le profil de redistribution des ions en profondeur de la cible a été obtenu par l'application d'une méthode itérative. Il possède une forme gaussienne identique à celle prévue par la simulation. Les différents paramètres caractérisant l'implantation ionique ont été obtenus avec une bonne précision. Par exemple, le parcours projeté  $R_p$  et la déviation standard  $\Delta R_p$  ont été évalués à  $\approx 600 \text{ \AA}$  et  $\approx 200 \text{ \AA}$  respectivement. On doit noter que les valeurs trouvées sont en bon accord avec celles fournies par la simulation en utilisant le code TRIM.

Nous avons également étudié l'effet du recuit thermique sur la guérison des dommages induits par l'implantation de  $Sb^+$  dans Si. Les analyses effectuées ont montré qu'une bonne guérison a été obtenue.

En perspectives, on se propose d'élargir cette étude. Par exemple, il serait intéressant de mettre en œuvre d'autres simulateurs (tels que Crystal TRIM, Utmarlowe ou Suprem IV). Le phénomène de canalisation des ions le long du réseau cristallin peut être étudié. En plus, l'effet de recuit thermique sur la guérison des défauts peut être obtenu. On doit noter que le

code TRIM possède des limitations. Par exemple, il ne traite que les cibles amorphes et il ne prévoit pas l'effet de la température. Par ailleurs, l'utilisation d'autres orientations telles que  $\langle 110 \rangle$  serait intéressante. Aussi, il sera bénéfique de choisir un autre élément permettant la formation de jonctions superficielles. L'indium, par exemple, serait un bon candidat pour le dopage de type p.

# *Références*

1. A. Bensaada, Technologie des Semi-conducteurs, Office des Publications Universitaires, Alger, (1994).
2. <http://www.ion-beam-services.com>
3. S. Blanqué, "Optimisation de l'implantation ionique et du recuit thermique pour SiC", Thèse de doctorat, Univ. Montpellier II, (2004).
4. J.F. Ziegler, Ion Implantation: Science and Technology, Academic press, San Diego, (1988).
5. Y. Mii, S. Rishton, Y. Taur, D. Kern, T. Lii, K. Lee, K.A. Jenkins, D. Quinlan, T. Brown, jr., D. Danner, F. Sewell, M. Polcari, IEEE Electron Device Lett., 15, (1994), p. 28.
6. J.D. Plumm, Mater. Res. Soc. Symp. Proc., 438, (1997).
7. R. Legros, Physique des Semi-conducteurs Technologie-diodes, Tome 1, Editions Eyrolles, (1974).
8. M.C. Wintersgill, Nucl. Instrum. and Meth. B1, (1984), p.595.
9. [http://perso.orange.fr/michel.hubin/physique/solide/chap\\_s4.htm](http://perso.orange.fr/michel.hubin/physique/solide/chap_s4.htm)
10. L. Ottaviani, "Réalisation de Jonctions pn dans le Carbure de Silicium 6H par Implantation Ionique d'Aluminium", Thèse de doctorat, Lyon, (1999).
11. P.N. Favennec, L'Implantation Ionique pour la Microélectronique et l'Optique, Collection Technique et Scientifique des Télécommunications, ENST, Ed. Masson, Paris, (1993).
12. Lindhard, Scharff, Schiott, Range Concepts and Heavy Ion Ranges, Mat. Fys. Medd., 33, (1963).
13. M. Nastasi, J. W. Mauer, J. K. Huvonen. Ion-Sild Interaction : "Fundamentals and Application", University Press Combridge, (1995).
14. G. Dearnaley, J. H. Freman, R. S. Nelson and J. Stephen, Ion Implantation, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, (1973).
15. N. Bohr, Kgl. Danske Videnskab. Mat-Fys. Medd., 18(8), (1948).
16. J. Stark, Phys. Z, 13, (a), (1912), p.973.
17. Lindhard, scharff, Energy Dissipation by Ions in the keV Region, Phy. Rev., 124(1), (1961), p. 128.
18. S. Wolf, R.N. Tauber, Laser Microfabrication, edited by Lattice Press, (1986).
19. <http://www.SRIM.org>
20. J. F. Zeigler, Handbook of Ion Implantation Technology, New York, (1992).
21. M.B. Lazar, "Etude du Dopage par Implantation Ionique d'Aluminium dans le Carbure de Silicium pour la Réalisation de Composants de Puissance", Thèse de doctorat, Lyon, (2002).

22. J. P. Biersack and L. G. Hagmark, Nucl. Instr and Meth., 174, (1980), p.257.
23. J. P. Biersack, J. F. Ziegler, Nucl. Inst. Meth, 194, (1982), p. 93.
24. <http://lyoinfo.in2p3.fr/ace/techniques/rbs.html>
25. W. A. Grant in Methods of surface analysis, ed. J.M.Walls, VG. Ionex, UK, Cambridge University, (1989), p. 299.
26. W. K. Chu, J. W. Mayer and M. A. Nicolet, Backscattering spectroscopy, Academic Press, New york, (1978).
27. M.H. Breese, D.N. Jamieson, P.J.C. King, Materials Analysis Using a Nuclear Microprobe, ed. John Wiley & Sons, (1996).
28. S. Agouram, "Caractérisation de Couches Minces d'Oxynitrures de Chrome Produites par Pulvérisation Cathodique Réactive en Présence d'Air : Influence de Pression de Vapeur d'Eau Contenue dans le Plasma", Thèse de doctorat, Univ., Notre-Dame de la paix, Namur, (2003).
29. N. Bohr. Phil. Mag., 30, (1915), p. 581.
30. V.H. Nguyen, H.V Kranenburg and P.H. Woerlee, IWOMS99, Hanoi, (1999).
31. J.D. Mac Brayer, R.M. Swanson and T.W. Sigmon, J. Electrochem, Soc.: Solid State Science and Technology, 133, (6), (1986), p. 1243.
32. <http://www.ktf-split.hr/periodni/fr>
33. <http://www.goodfellow.com/csp/active/static/F/Antimoine.html>
34. <http://fr.wikipedia.org/wiki/antimoine>
35. <http://elements.chimiques.free.fr/fr/ficFiche.php?p=1&z=14>
36. B. Valeur, Technique d'Ingénieur, Constantes Physico-Chimique, Propriétés des Eléments, K80, (2003).
37. C. Kittel, Physique de l'Etat Solide, Ed. Dunod, 5ème édition, Paris, (1983).
38. H. Guesmi, "Etude Expérimentale et Théorique des Mécanisme d'Absorption/Désorption de l'Antimoine sur une Surface de Silicium (111)", Thèse de doctorat, Univ. Paul Cezanne Aix-Marseille, (2005).
39. J.C. Bailar.HJ. Element, Sir. Ronald Nyholm, A.F. Frootman-Dickenson, Compréhensive Inorganic Chemistry, Vol. 1, p. 1333, Vol. 2. p. 555, 577, Pergamon press, (1973).
40. Profile Code, version 3.18, Implant Science Corporation, (1991).
41. D. Nobili, Angelucci, A. Armigliato, E. Landi, S. Solmi, J. Electrochem. Soc.,136, (1989), p. 1142.

*Liste des  
communications*



# 3<sup>rd</sup> International Conference on Innovations on Thin Films Processing and Characterisation

## Scientific topics

### ■ 1. THIN FILMS PROCESSING AND SURFACE ENGINEERING

- Growth and etching of thin films
- Laser, ion and electron beams processing
- Electrodeposition
- Epitaxy
- Plasmas processes
- PVD, CVD and hybrid techniques
- Thermochemical treatment
- Sol-gel

### ■ 2. SIMULATION AND THIN FILMS CHARACTERISATION

- Characterisation techniques
- Mechanical and tribological properties
- Nano-scale characterisation
- Large instruments facilities
- Surface engineering simulation

### ■ 3. PROTECTIVE APPLICATIONS OF THIN FILMS

- Barrier coatings
- Hard, super hard and tough coatings
- Diffusion layers
- Fatigue, wear
- Corrosion and oxidation resistance

### ■ 4. ENERGY AND ENVIRONMENT APPLICATIONS OF THIN FILMS

- Catalysis
- Energy and environment
- Ionic conductors
- Solar and fuel cells

### ■ 5. MICRO AND

- Devices: actuators, sensors...
- Bottom up: self organisation, supramolecular chemistry
- Top down: etching, lithography, nanoprint
- Specific properties of nanostructures

### ■ 6. NEW MATERIALS AND HEALTH APPLICATIONS OF THIN FILMS

- New materials with specific properties for electronics, optics, thermoelectrics, biological and biomedical applications
- Heterostructures, composites, hybrid systems
- Thin films of complex structures
- New structures obtained thanks to thin film synthesis technologies
- Safety and health

## Invited speakers (Provisional)

**Pierre MULLER** - CRM-CN, Marseille, France  
Elasticity effects in crystal growth

**Topic 1: Nadhira LAIDANI** - ITC-IRST, Povo, Italy  
Synthesis and characterisation of carbon-based films for gas permeation barriers

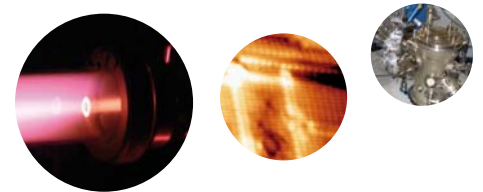
**Topic 2: Ernest BAUER** - IBM Research Division, New York, USA  
Low energy and photo emission electron microscopy and related technique for thin films analysis

**Topic 3: Asuncion FERNANDEZ** - ICMS, Sevilla, Spain  
Preparation, microstructural characterisation and tribological behaviour of CNx coatings

**Topic 4: Stéphanie ROUALDES** - IEM, Montpellier, France  
Plasma thin films as new materials for miniature fuel cells

**Topic 5: Renaud BACHELOT** - LNIO, Troyes, France  
Polymer thin film nanostructuring by localized surface plasmon: optical properties control of new hybrid metal/polymer nanoparticles

**Topic 6: François ROSSI** - IHCP, Ispra, Italy  
Low pressure plasma discharges in nanobiotechnology



Toutes les infos sur  
[www.vide.org/itfpc07.html](http://www.vide.org/itfpc07.html)

## Scope

The third international conference on Innovations on Thin Films Processing and Characterisation ITFPC 07 is, due to its success story, the continuation of the French speaking IEACM conference (Innovations dans l'Elaboration et les Applications des Couches Minces). It will be held from Tuesday November 20th to Friday November 23rd 2007 in Nancy (France).

The conference is organised by the French Vacuum Society (Société Française du Vide) and many research teams from the institute Jean Lamour of Nancy Université. A lot of researchers from many countries are participating to the scientific and organisation committees.

A great progress in thin films processing have been made in research, development and fonctionnalisation of surfaces making this area one of the most potential field of applications in microelectronics, nanotechnology, mechanics, optics, photonics, chemistry, biology, medicine...

The aim of ITFPC 07 conference is to provide an open forum to discuss on progress of thin films processing and engineering like the growth and etching, including CVD and PVD processes. The participants should contribute to the diffusion of the state of the art and a perspective of scientific and technological achievement in thin films elaboration, characterisation, functional surface treatment and applications.

In addition, the exhibition held during the conference will cover a large field of equipments and new developments in thin films processing including vacuum equipments, elaboration and characterisation systems.



**POSTERS SESSIONS**

**P 1.36** YSZ coatings reactively sputter deposited from metallic targets using plasma emission monitoring  
**P. Coddet, M.C. Pera, A. Billard**  
*LERMPS-UTBM, Belfort (F)*

**P 1.37** Structuring thin silicon steel films deposited on glass substrates by means of ion beam  
**B. Šetina Batič, M. Jenko**  
*Institute of Metals and Technology, Ljubljana (SL)*

**Topic 2**

**P 2.1** Fast and non destructive method of porosity characterization of mesoporous thin films for Energy applications  
**C. Defranoux, C. Walsh, A. Bourgeois, V. Couraudon**  
*SOPRA SA, Bois Colombes (F)*

**P 2.2** Cross-Sectional Nanoindentation for copper adhesion measurement in blanket and patterned interconnect structures: experiments and 3D FEM modeling  
**S. Roy<sup>1,2</sup>, E. Darque-Ceretti<sup>1</sup>, E. Felder<sup>1</sup>, H. Monchoix<sup>2</sup>**  
*<sup>1</sup>CEMEF, Ecole des Mines de Paris, Sophia-Antipolis (F) - <sup>2</sup>Alchimer SA, Massy (F)*

**P 2.3** Ellipsometry porosimetry (EP): Highlights on the Tool-capabilities to study diffusion in porous thin films  
**A. Bourgeois, Y. Turcant, C. Walsh, C. Defranoux**  
*SOPRA SA, Bois Colombes (F)*

**P 2.4** Raman spectroscopy of hard amorphous hydrogenated carbon films prepared by PECVD  
**O. Jarry<sup>1,2</sup>, C. Jaoul<sup>1\*</sup>, P. Tristant<sup>1\*</sup>, T. Merle-Méjean<sup>1\*\*</sup>, C. Tixier<sup>1\*</sup>, C. Lory<sup>2</sup>**  
*<sup>1</sup>Sciences des Procédés Céramiques et Traitements de Surfaces, CNRS UMR 6638, \* ENSIL, Limoges (F) - \*\* Faculty of Sciences and Technics, Limoges (F) <sup>2</sup>Sorevi Bekaert, Limoges (F)*

**P 2.5** Structural, optical and electrical characterization of Si(111) targets implanted with Sb<sup>+</sup> ions  
**R. Labbani, H. Sarrar and L. Baouni**  
*LCMI, Université Mentouri de Constantine, Constantine (DZ)*

**P 2.6** Physical and MECHANICAL PROPERTIES OF AlN-BASED THIN films deposited by pulsed DC magnetron sputtering – HIPIMS hybrid process  
**A. Guillaumot, P. Briois, F. Lapostolle, A. Billard, C. Langlade**  
*LERMPS-UTBM, Belfort (F)*

**P 2.7** Fabrication, characterization and stress investigation of sol-gel pyroelectric LiTaO<sub>3</sub> thin films  
**S. Youssef<sup>1</sup>, J. Podlecki<sup>1</sup>, R. Al Asmar<sup>1,2</sup>, B. Sorly<sup>1</sup>, A. Foucaran<sup>1</sup>**  
*<sup>1</sup>CEM2, Université Montpellier II, Montpellier (F) - <sup>2</sup>Dept de Sciences et technologie, Jounieh, Liban.*

**P 2.8** Structural and optical investigations of sputtered a-SiCN thin films  
**E. Tomasella<sup>1</sup>, F. Rebib<sup>1</sup>, M. Dubois<sup>1</sup>, C. Eypert<sup>2</sup>, J.P. Gaston<sup>2</sup>, J. Cellier<sup>1</sup>, T. Sauvage<sup>3</sup>, M. Jacquet**  
*<sup>1</sup>LMI, Université Clermont-Ferrand II, Aubière(F) - <sup>2</sup>Horiba Jobin-Yvon S.A.S, Chilly-Mazarin (F) <sup>3</sup>CERI-CNRS, Orléans (F)*

**P 2.9** Micro-Raman Characterization of B<sub>2</sub>Ga<sub>1-x</sub>n/AIN Thin Films  
**S. Ould Saad Hamady<sup>1</sup>, T. Baghdadli<sup>2</sup>, S. Gautier<sup>2</sup>, J. Martin<sup>2</sup>, A. Ougazzaden<sup>3</sup>**  
*<sup>1</sup>LMOPS, Université de Metz and Supelec, Georgia Tech-CNRS, Metz (F) <sup>2</sup>LMOPS, Université de Metz and Supelec, Metz (F) - <sup>3</sup>Georgia Institute of Technology/GTL, Metz (F)*

**P 2.10** Scratch mechanisms of low adhesion multilayer coatings on glass  
**X. Geng, D. Dalmas, E. Barthel, J.D. Kammainga**  
*Lab. "Surface du Verre et Interfaces", CNRS/Saint-Gobain, Aubervilliers (F)*

# Structural, optical and electrical characterization of Si(111) targets implanted with $\text{Sb}^+$ ions

R. Labbani, H. Serrar and L. Baouni

Laboratoire des Couches Minces et Interfaces, Département de Physique,  
Faculté des Sciences Exactes, Université Mentouri de Constantine,  
Route de Ain El Bey, 25000 Constantine, Algérie

## **Abstract**

Antimony ion implantation in monocrystalline silicon targets was studied with different techniques. The Si(111) substrates were implanted at an energy of 120 keV to a dose of  $1 \times 10^{15} \text{Sb}^+ \text{cm}^{-2}$  or  $1.6 \times 10^{15} \text{Sb}^+ \text{cm}^{-2}$ . A thermal annealing was performed, at 900°C, 30 min., under ultra high vacuum to recover the radiation defects generated by  $\text{Sb}^+$  ions.

The samples were characterized by X-ray diffraction, ultra-violet photoluminescence spectrometry and electrical measurements.

The aim of this work is to study the perturbations enhanced by  $\text{Sb}^+$  ion implantation and the recovery of the damage. Although the selected methods are not frequently applied to investigate such phenomena, they have provided important results. In as implanted specimens, it was found that the radiation damage increased with the rise of antimony dose. After the annealing treatment, a good recovery of defects was obtained especially in the samples implanted with the low dose (*i.e.*  $1 \times 10^{15} \text{Sb}^+ \text{cm}^{-2}$ ).

**Key words:** characterization techniques, ion implantation, antimony, silicon.

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

Université Ibn Khaldoun- Tiaret

Faculté des Sciences et des Sciences de l'Ingénieur

Laboratoire de Génie Physique



DEUXIEMES JOURNEES DE LA PHYSIQUE ET SES APPLICATIONS  
06-08 Mai 2007  
الأيام الدراسية الثانية للفيزياء وتطبيقاتها  
2007 ماي 08-06



RECUEIL DE RESUMES



|     |                                  |                             |                          |          |
|-----|----------------------------------|-----------------------------|--------------------------|----------|
| 147 | <b>Mokhtari.Mourad</b>           | mohamed.mokhtari@yahoo.fr   | Univ.Skikda              | <b>D</b> |
| 148 | <b>Mordi.Nassereddine</b>        | nasser7481@yahoo.fr         | Univ.Sidi.Bel<br>Abbès   | <b>A</b> |
| 149 | <b>Mordjaoui.Mourad</b>          | Mordjaoui_mourad@yahoo.fr   | Univ.Skikda              | <b>C</b> |
| 150 | <b>Mostefa.Kouider</b>           | k.mostefa@voila.fr          | Univ.Tiaret              | <b>D</b> |
| 151 | <b>Moulayat.Nasreddine</b>       | moulayat@yahoo.fr           | Univ.Oran                | <b>A</b> |
| 152 | <b>Mrah.Houari</b>               | mrah-houari@yahoo.fr        | Univ.Oran                | <b>B</b> |
| 153 | <b>Nedjar.Zohir</b>              | zohirnedjar@yahoo.fr        | C.Univ.Oum El<br>Bouaghi | <b>E</b> |
| 154 | <b>Oksili.Wahiba</b>             | ouksili_wahiba@yahoo.fr     | U.S.T.H.B.Alger          | <b>D</b> |
| 155 | <b>Ouassaf.Mebarka</b>           | takrim7@hotmail.com         | Univ.Biskra              | <b>A</b> |
| 156 | <b>OuldCheikh.Malika</b>         | malika.samia@voila.fr       | Univ.Oran                | <b>B</b> |
| 157 | <b>OuldMohamed.Mounir</b>        | ouldmohamed_mounir@yahoo.fr | Univ.Tlemcen             | <b>D</b> |
| 158 | <b>OumElaz.Fayçal</b>            | oumelaz21@yahoo.fr          | Univ.Skikda              | <b>A</b> |
| 159 | <b>Rabhia.Yamina</b>             | rabhiayamina@yahoo.fr       | Univ.Tiaret              | <b>A</b> |
| 160 | <b>Rahmouni.fatiha</b>           | fatiha_rahmouni@yahoo.fr    | Univ.Sidi.Bel<br>Abbès   | <b>A</b> |
| 161 | <b>Ramdane.Wisseme</b>           | rwiseeme@yahoo.fr           | Univ. Annaba             | <b>C</b> |
| 162 | <b>Reffas mounir</b>             | mounir_reffas@yahoo.fr      | Univ.Sétif               | <b>A</b> |
| 163 | <b>Reguig.Abelkarim</b>          | karim_reg@yahoo.fr          | C.Univ-Mascara           | <b>A</b> |
| 164 | <b>Remadnia.Mokdad</b>           | remadnia.m@gmail.com        | Univ.Guelma              | <b>C</b> |
| 165 | <b>Rouibet.Fariza</b>            | rouibet_fari@yahoo.fr       | Univ.Tizi Ouzou          | <b>C</b> |
| 166 | <b>Saad-Hamideche.Linda</b>      | h_linda21@yahoo.fr          | Univ. Annaba             | <b>A</b> |
| 167 | <b>Sammar.Souria</b>             | sammarsouria2000@yahoo.fr   | Univ. Annaba             | <b>C</b> |
| 168 | <b>Saoudi.Amer</b>               | sa_am19@yahoo.fr            | Univ.Sétif               | <b>D</b> |
| 169 | <b>Seba.Hadj.Yahia</b>           | seba_yahia@yahoo.fr         | U.S.T.H.B.Alger          | <b>A</b> |
| 170 | <b>Seddiki.Nessrine</b>          | n_Seddiki1@yahoo.fr         | Univ.Boumerdès           | <b>B</b> |
| 171 | <b>Sekkiou.Housseyn</b>          | Housseyn11@yahoo.fr         | Univ.Oran                | <b>E</b> |
| 172 | <b>Sekran.Abelkrim</b>           | kh_ksa222@yahoo.fr          | U.S.T.Oran               | <b>A</b> |
| 173 | <b>Sellami.Nada</b>              | sellami_nada@yahoo.fr       | U.S.T.Oran               | <b>E</b> |
| 174 | <b>Senouci.Djamel</b>            | senoucidjamel@yahoo.fr      | Univ.Tiaret              | <b>A</b> |
| 175 | <b>Serrar.Hamza</b>              | serhamza@yahoo.fr           | Univ.Constantine         | <b>A</b> |
| 176 | <b>Skandri.Zineb</b>             | zin_skandri@yahoo.fr        | Univ.Batna               | <b>E</b> |
| 177 | <b>Tababouchet.M.Yacine</b>      | Tmyacine80@yahoo.fr         | Univ.Sétif               | <b>B</b> |
| 178 | <b>Tabet.Habiba</b>              | habiba_tabet@yahoo.fr       | Univ.Sétif               | <b>B</b> |
| 179 | <b>Fahri.Khadra</b>              | Khadra_ta@yahoo.fr          | Univ.Tlemcen             | <b>A</b> |
| 180 | <b>Falbi.Fatiha</b>              | talbifatih@yahoo.fr         | Univ.Tizi Ouzou          | <b>D</b> |
| 181 | <b>Tata.Sonia</b>                | Soniatata2004@yahoo.fr      | U.S.T.H.B.Alger          | <b>A</b> |
| 182 | <b>Tchenar.Yasmine.Nasserine</b> | ytchenar@yahoo.fr           | Univ.Tlemcen             | <b>D</b> |
| 183 | <b>Touati.Souad</b>              | touatisouad2003@yahoo.fr    | U.S.T.Oran               | <b>E</b> |
| 184 | <b>TouatiTliba.Leila</b>         | tl21000@yahoo.fr            | Univ. Annaba             | <b>B</b> |
| 185 | <b>Toumi.Nadia</b>               | Touminadia13@yahoo.fr       | Univ.Oran                | <b>E</b> |
| 186 | <b>Yakoubi.Abelkader</b>         | yakoubi_aek@yahoo.fr        | Univ.Sidi.Bel<br>Abbès   | <b>A</b> |
| 187 | <b>Yebdris.Saad eddine</b>       | yebdris@yahoo.fr            | Univ.Tlemcen             | <b>E</b> |
| 188 | <b>Yeghrem.Redha</b>             | yeghremreda2000@yahoo.fr    | Univ.Sidi.Bel<br>Abbès   | <b>D</b> |
| 189 | <b>Zaoui.Ali</b>                 | ali_zouai@yahoo.fr          | Univ.Sidi.Bel<br>Abbès   | <b>A</b> |
| 190 | <b>Zerarga.Fares</b>             | zerargafares@yahoo.fr       | Univ.Sétif               | <b>A</b> |
| 191 | <b>Zeroual.Sorya</b>             | zersoraya@yahoo.com         | C.Univ.ElOued            | <b>A</b> |

AA63

**Etude des effets de Bremsstrahlung et Stragglng sur le transport des électrons par la méthode de Monte-Carlo.**

**Sekran A, A. Oukebdane**

Université des Sciences et de la Technologie d'Oran  
Faculté des Sciences, Département de Physique Laboratoire  
d'Analyse et d'Application de Rayonnements (LAAR).  
kh\_ksa222@yahoo.fr

**Résumé :**

La tâche consiste à étudier l'effet de rayonnement de freinage ( Bremsstrahlung ) et l'effet de stragglng ( statistique due au fait que l'énergie perdue dans un step est une variable aléatoire) sur le transport des électrons autrement dit leur transmission, réflexion et absorption

**Mots clés :** Interaction, Bremsstrahlung, Monte-Carlo, Stragglng, Rayonnement

AA64

**HYDROGEN EXODIFFUSION IN MICROCRYSTALLINE SILICON**

**D. Senouci<sup>1</sup>, N. Hadj Zoubir<sup>2</sup>, R. Baghdad<sup>1</sup>, K. Zellama<sup>2</sup> and L. CHAHED<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Laboratoire de Génie Physique, Université Ibn Khaldoun, 14000, Tiaret, Algérie  
<sup>2</sup>Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, 33 rue Saint-Leu, Amiens, France  
<sup>3</sup>LPCMME, Département de Physique, Université d'Oran ES-Sénia, 3100, Oran, Algérie  
E-mail : senoucidjamel@yahoo.fr

**Abstract:**

We present in this work a detailed study of hydrogen effusion in hydrogenated microcrystalline silicon  $\mu\text{-Si:H}$  films prepared by reactive radiofrequency magnetron sputtering. The samples was deposited at various pressures (5, 7, 9 and 11 Pa) and at temperature of 250°C in a gas phase mixture (30% argon + 70% hydrogen). A second series of samples was deposited at pressure of 5Pa with variable percentage of helium and hydrogen. The effusion spectrum obtained reveal the existence of hydrogen non related to the silicon network in weak concentration, of hydrogen occupying internal surfaces as well as hydrogen bonded in grain boundaries. The very weak concentration of hydrogen strongly bonded in the amorphous structure, shows a high degree of films crystallinity. A numerical simulation based on the Eyring's theory of effusion spectrum provides information on the kinetics of hydrogen effusion. An estimate of the Si-H binding energies values in the various configurations is also possible.

**Key words:** hydrogenated microcrystalline silicon, thermal desorption spectroscopy, Eyring's theory

**References :**

[1] D.K. Biegelson, R.A Street, C.C Tsai, J.C.

Knights, Phys. Rev. B 20 (1979) 4839.

[2] W. Beyer, H. Wagner, J. Non-Cryst. Solids 59-60 (1983) 161.

[3] W. Beyer, Physica B 170 (1991) 105.

[4] W. Beyer, in: D. Adler, H. Fritzsche (Eds.), Tetrahedrally Bonded Amorphous Semiconductors, Plenum, New York, 1985, p. 129.

[5] K.P. Huber, in: D.E. Grey (Ed.), AIP Handbook of Physics, McGraw-Hill, New York, 1972, p. 168 (Chapter 7).

[6] T.Itoh, K. Yamamoto, K. Ushicoshi, S. Nanomura, S. Nitta, J. Non-Cryst. Solids 266-269 (2000) 203.

[7] S. Lebib, P. Roca i Cabarocas, Eur. J. Appl. Phys. 26 (1996) 17.

[8] W.Beyer, U.Zatrow, J. Non-Cryst. Solids 227-230 (1998).

AA65

**OPTIMISATION DES PARAMETRES LIES A L'IMPLANTATION IONIQUE D'ELEMENTS LOURDS DANS LE SILICIUM**

**R. Labbani et H. Serrar**

Laboratoire des Couches Minces et Interfaces, Département de Physique,  
Faculté des Sciences Exactes, Université Mentouri de Constantine,  
Route de Ain El Bey, 25000 Constantine, Algérie

**Résumé :**

Dans ce travail, nous avons étudié l'implantation ionique d'éléments lourds dans le silicium. L'étude est réalisée principalement par simulation, en utilisant les méthodes de Monte Carlo. Deux types de dopant ont été envisagés à savoir: l'antimoine (donneur) et l'indium (accepteur). Différentes informations ont été obtenues. En particulier, nous avons remarqué que la diffusion latérale des ions est réduite dans le cas où la cible est orientée perpendiculairement par rapport au faisceau ionique incident. Ceci est vérifié dans le cas où la cible de silicium est amorphe. Notons que ce résultat est contradictoire avec le cas de cibles monocristallines où le phénomène de canalisation est mis en jeu. Finalement, nous soulignons que plusieurs paramètres sont également évalués avec une grande précision: le parcours projeté  $R_p$ , la déviation standard  $\Delta R_p$ , le profil de concentration, etc.

AA66

**ETUDE DE PERFORMANCES D'UNE INSTALLATION PHOTOVOLTAIQUE**

**Kh.TAHRI, B. BENYOUCEF**

Unité de Recherche Matériaux et Energies Renouvelables  
Université Abou Bakr BELKAÏD- B.P. : 119 TLEMCCEN  
13000.  
E-Mail : Khadra\_ta@yahoo.fr

**Résumé :**

Le but de ce travail est d'étudier les performances des installations photovoltaïque (PV) cette étude a consiste à faire une analyse du comportement de chaque élément

## ملخص:

في هذا العمل، قمنا بدراسة عدة وسائط، مرتبطة بالغرس الأيوني للأنتموان في مسند من السليسيوم، تجريبيا وبالمحاكاة.

الجزء المخصص للمحاكاة تحصلنا عليه بواسطة برنامج SRIM 2006. هذا البرنامج سمح لنا بالتنبأ بظواهر الاصطدام بين أيونات الأنتموان و مسند السليسيوم الغير متبلور. تحصلنا على مختلف التوزيعات للأيونات في السليسيوم (في العمق، جانيبا و في ثلاثة أبعاد). قدرنا قيم عدة وسائط ( $R_p$ ،  $\Delta R_p$ ،  $\Delta R_{\perp}$ ، الخ.) و قمنا أيضا بمحاكاة العيوب التي خلقت في المسند (الفجوات، الفونونات، الخ.). تجريبيا، العينات حضرت بواسطة الغرس الأيوني لأيونات  $Sb^+$  (120 keV) و بجرعة تقدر ب  $1 \times 10^{15} Sb^+/cm^2$  في مساند من السليسيوم أحادية البلورة ذات التوجيه  $\langle 111 \rangle$ . نفذت المعالجة الحرارية (900 درجة، 30 دقيقة في الفراغ العالي جدا) من أجل إصلاح عيوب القذف المستحدث في المسند و تنشيط الأنتموان كهربائيا.

حللت العينات بواسطة عدة تقنيات: الارتداد الخلفي لروثرفورد (Rutherford)، انعراج أشعة X و قياس المقاومة بطريقة الأربع نقاط. منحى توزيع الأيونات في عمق الهدف أنشأ بواسطة تطبيق طريقة تكرارية. هذا المنحى متوافق مع الذي تحصلنا عليه بواسطة المحاكاة. بالنسبة لمختلف الوسائط المميزة للغرس الأيوني، قدرت بدقة جيدة:  $R_p \approx 600 \text{ \AA}$ ،  $\Delta R_p \approx 200 \text{ \AA}$ ، الخ. القيم التجريبية التي وجدت متوافقة مع التي قدمت بواسطة برنامج TRIM. بينت التقنيات المطبقة إصلاح جيد للعيوب الناشئة بسبب الزرع الأيوني الأنتموان داخل المساند، كما شهدت على وجود تنشيط كهربائي لأيونات الأنتموان.

الكلمات المفتاحية: سليسيوم ; أنتموان ; الغرس الأيوني.

## **Abstract**

Several parameters, related to antimony ion implantation in silicon, have been studied in this work. The investigation has been carried out by simulation and experimentally.

The simulation has been carried out using the SRIM 2006 software. We have predicted the collision phenomena between the antimony ions and the amorphous Si target. Different ion redistributions (in depth, laterally and in three dimensions) have been obtained. Several parameters (the projected range  $R_p$ , the standard deviation  $\Delta R_p$ , the lateral range  $R_{\perp}$ , etc.) have been estimated. Finally, we note that the simulation of defects (vacancies, phonons, etc.) in the targets has also been performed.

Experimentally, the samples have been prepared by ion implantation ( $1 \times 10^{15}$   $\text{Sb}^+$   $\text{cm}^{-2}$ , 120 keV) into Si(111) targets. Afterwards, an annealing treatment (900°C, 30 min. under ultra high vacuum) has been applied to recover the damage induced by ion implantation and to activate the dopant. The analysis has been carried out by Rutherford Backscattering Spectroscopy (RBS), X-ray Diffraction (XRD) and by resistivity measurements. The profile of antimony ions in the target has been reconstructed using an iterative method.

It was similar to that predicted by simulation. Besides, several ion implantation parameters have been estimated with a good accuracy. For instance, the projected range  $R_p$  and the standard deviation  $\Delta R_p$  have been evaluated to  $\approx 600$  Å and  $\approx 200$  Å respectively. We note that all the experimental values were in agreement with simulated ones. After the annealing treatment, a good recovery (approaching the state of reference sample) of the damage was revealed by all the techniques. Besides, the electrical activation of antimony has been revealed.

**Key words:** silicon; antimony; ion implantation.

## **Résumé**

Dans ce travail, plusieurs paramètres liés à l'implantation ionique de l'antimoine dans le silicium ont été étudiés par simulation et expérimentalement.

La simulation a été effectuée en utilisant le logiciel SRIM 2006. Il nous a permis de prévoir les phénomènes de collision entre les ions d'antimoine et une cible de Si amorphe. Les différentes redistributions (en profondeur, latéralement et à trois dimensions) des ions dans Si ont été obtenues. Plusieurs paramètres (le parcours projeté  $R_p$ , la déviation standard  $\Delta R_p$ , le parcours latéral  $R_{\perp}$ , etc.) ont été estimés. Les défauts (lacunes, phonons, etc.) générés dans la cible ont également été simulés.

Expérimentalement, les échantillons ont été élaborés par implantation ionique des ions  $Sb^+$  ( $1 \times 10^{15} Sb^+ cm^{-2}$ , 120 keV) dans des substrats de silicium monocristallin d'orientation  $\langle 111 \rangle$ . Un traitement thermique a été effectué (900°C, 30 min. sous ultra vide) pour la guérison des dégâts d'irradiation induits dans la cible et l'activation électrique de l'antimoine. Les spécimens ont été analysés par les techniques: spectroscopie de rétrodiffusion Rutherford (ou Rutherford Backscattering Spectroscopy (RBS)), diffraction des rayons X (DRX) et la mesure de résistivité par la méthode des quatre pointes. Le profil de redistribution des ions en profondeur de la cible a été reconstruit par l'application d'une méthode itérative. Il est en accord avec celui obtenu par simulation. Les différents paramètres caractérisant l'implantation ionique ont été obtenus avec une bonne précision. Par exemple, le parcours projeté  $R_p$  et la déviation standard  $\Delta R_p$  ont été évalués à  $\approx 600 \text{ \AA}$  et  $\approx 200 \text{ \AA}$  respectivement. Les valeurs trouvées sont en bon accord avec celles fournies par le code TRIM.

Après recuit thermique des spécimens, une bonne guérison (se rapprochant de l'état référentiel, c'est-à-dire de l'échantillon vierge) a été révélée par toutes les techniques mise en œuvre. D'autre part, une activation électrique du dopant a été révélée.

**Mots clés:** silicium; antimoine; implantation ionique.