

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES EXACTES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre :.....
Série :

Mémoire

Présenté pour obtenir le diplôme de Magister en physique

Spécialité : Science des Matériaux

Option : Semiconducteurs

Thème

*Etude des défauts d'irradiation induits par
implantation ionique de Sb dans Si*

Par Mlle : BAOUNI LAICHA

Soutenu le : 16/ 06 /2009

Devant le Jury :

Président :	S. Boudjadar	MC.	Univ. Mentouri de Constantine
Rapporteur :	R. Labbani	MC.	Univ. Mentouri de Constantine
Examineurs :	A. Telia	Prof.	Univ. Mentouri de Constantine
	C. Azizi	Prof.	Univ. Oum El Bouaghi
	A. Nouri	Prof.	Univ. Oum El Bouaghi

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé, 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 du Dr. **R. Labbani**.

Je tiens à remercier vivement **M^{elle} R. Labbani**, Maître de Conférences à l'université de Constantine, pour m'avoir proposé le sujet de ce mémoire de Magister. Qu'elle trouve ici, l'expression de ma profonde gratitude pour les conseils, la disponibilité et le soutien qu'elle m'a dispensés tout au long de ce travail.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance au Docteur **S. Boudjadar** à l'université de Constantine pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail en me faisant l'honneur de présider le jury.

J'adresse mes vifs remerciements à monsieur **A. Telia**, Professeur à l'université de Constantine d'avoir accepté de juger mon travail et de faire part au jury d'examen.

Mes remerciements vont aussi à **Mme C. Azizi**, Professeur à l'université d'Oum el Bouaghi, d'avoir accepté d'être membre de ce jury.

Je remercie également monsieur **A. Nouri**, Professeur à l'université d'Oum el Bouaghi pour l'intérêt qu'il a porté à ce mémoire et d'avoir accepté d'être membre du jury.

Je remercie vivement **Mr. C. Benazzouz**, Docteur au centre de recherche COMENA, pour les analyses RBS.

Je tiens également à remercier **Mme F. Mansour**, Professeur au département d'électronique à l'université Mentouri de Constantine, pour son aide au cours des mesures de résistivité par la méthode des quatre pointes.

Je remercie également **Mr. D. AMARA**, Professeur au département de mécanique à l'université Mentouri de Constantine, pour son aide au cours des mesures d'épaisseurs par palmer numérique.

J'adresse, également, mes remerciements chaleureux à messieurs les Professeurs **R. Halimi et M-S. Aida** ainsi que monsieur le docteur **N. Attaf** à l'université de Constantine pour leurs encouragements.

Je remercie très sincèrement **Mr. H. Serrar** pour son aide et les discussions enrichissantes.

Je dis merci à tous mes amis pour leurs soutiens et leurs encouragements.

L. Baouni

SOMMAIRE

Introduction générale	1
Chapitre I : Implantation ionique	
1. Introduction	3
2. Principe générale de l'implantation ionique	4
3. Théories de ralentissement et d'arrêt des ions dans un matériau	5
3.1. Cas d'une cible amorphe	7
3.2. Cas d'une cible cristalline	10
4. Distribution des ions implantés dans la cible	12
5. Création de défauts dans la cible par implantation ionique	17
6. Recuit thermique	22
6.1. Recuit conventionnel	23
6.2. Recuit rapide	25
6.3. Mécanisme de transport et de diffusion atomique	26
Chapitre II : Techniques de caractérisations des échantillons	
1. Introduction	28
2. Diffraction des rayons X	28
2.1 Production des rayons X	28
2.2 Principe	29
2.3 Conditions expérimentales mises en œuvre durant l'analyse par DRX	30
3. Mesure d'épaisseur par palmer numérique	31
3.1 Caractéristiques du palmer numérique utilisé	32
4. Mesure de la résistivité par la méthode des quatre pointes	32
4.1 Principe	32
4.2 Conditions expérimentales mises en œuvre durant la mesure de la résistivité par la méthode de 4 pointes	34
5. La spectrométrie par rétrodiffusion Rutherford (RBS)	35
5.1 Généralité	35
5.2 Dispositif expérimental	35
5.3. Modes de fonctionnement de la technique RBS	36
5.4. Principe de la diffusion : le facteur cinématique	37
5.5. Localisation des espèces en profondeur de la cible	39
5.6. Le pouvoir d'arrêt	40
5.7 La section efficace	40
5.8 Détermination des paramètres liés à l'implantation ionique d'un élément dans une cible.	42
5.8.1. La dose des ions implantés	42
5.8.2. Le parcours projeté (R_p) des ions implantés dans une cible	43
5.8.3. La déviation standard (ΔR_p) des ions implantés dans une cible	44
5.9. Etude d'un spectre RBS en mode canalisé.	45
5.10. Le profil de défauts	48
5.11. Localisation des atomes dans le cristal	49
5.12. Quelques limitations de la technique RBS	49

5.13. Simulation par RUMP	50
5.14. Conditions expérimentales mises en œuvre durant les analyses par RBS.	50

Chapitre III : Simulation des interactions des ions incidents avec une cible de silicium

1. Introduction	52
2. Conditions utilisées lors de la simulation par SRIM2006	52
3. Simulation des pouvoirs d'arrêt des ions dans la cible	53
4. Simulation des paramètres (R_p , ΔR_p et R_{\perp}) des ions dans la cible de Si	56
5. Simulation de la redistribution des ions Sb^+ dans la cible silicium	60
5.1. Distribution des ions en profondeur de la cible de silicium	60
5.2. Distribution latérale des ions Sb^+ dans la cible Si	62
6. Simulation des défauts induits par implantation ionique de l'antimoine dans la cible de Si	65
6.1. Processus de perte d'énergie de l'ion projectile	65
6.2. La production de phonons	67
6.3. Phénomène d'ionisation	69
6.4. La formation des lacunes	70
7. Conclusion partielle	72

Chapitre IV: Etude expérimentale de l'implantation ionique de l'antimoine dans Une cible de silicium

1. Introduction	73
2. Préparation des échantillons	73
3. Mesure d'épaisseur par Palmer numérique.	73
4. Analyse par DRX	74
5. Caractérisation électrique	76
6. Analyse par RBS	78
6.1 analyse des échantillons avant traitement thermique	78
6.1.1 Calcul semi empirique des paramètres liés à l'implantation des ions Sb^+ dans Si (111)	78
6.1.2. Simulation RUMP des spectres RBS en mode random (estimation des paramètres liés à l'implantation des ions Sb^+ dans Si (111))	81
6.2. Etude des dommages induits par implantation ionique de Sb^+ dans Si	83
6.3. Analyses des échantillons après recuit thermique	85
6.3.1. Simulation par RUMP des spectres RBS obtenus en mode random	85

6.3.2. Etude de la guérison des dommages induits par implantation ionique de Sb+ dans Si	86
7. Conclusion partielle	88
<i>Conclusion Générale</i>	89
<i>ANNEXES</i>	91
<i>Références Bibliographiques</i>	97
<i>Listes des communications</i>	

Introduction générale

Introduction générale

La fabrication des composants électroniques à base de silicium exige un contrôle relativement précis de la distribution des dopants dans le matériau. Le dopage peut s'effectuer soit par diffusion à haute température ou alors par implantation ionique. Cette dernière est de plus en plus utilisée vu que c'est une technique permettant le contrôle précis de la concentration des éléments implantés ainsi que leur pénétration dans le réseau. Néanmoins, suite aux collisions entre les projectiles incidents (*i.e.* les ions) et les atomes de la cible, des dommages structurels importants sont créés dans le réseau. Les défauts générés vont alors former des agglomérats de défauts étendus. Il faut noter que pour une grande densité de défauts, la zone implantée passe de l'état cristallin à un état amorphe. Il en résulte que cette couche amorphe est avoisinée par un substrat restant cristallin avec une interface amorphe/cristal.

Comme l'implantation ionique génère différents types de défauts dans le volume du semi-conducteur, il est nécessaire d'effectuer des traitements thermiques. Ces recuits ont pour objectifs la guérison des dégâts d'irradiation et l'activation électrique des dopants.

Dans le cadre de ce mémoire de Magister, on se propose d'étudier l'implantation ionique de L'antimoine dans des substrats de silicium monocristallin d'orientation $\langle 111 \rangle$. En particulier, nous allons investiguer les dégâts d'irradiation induits par l'implantation des ions Sb^+ dans Si ainsi que leur guérison. Notre investigation sera constituée de deux parties essentielles. La première sera consacrée à la prédiction, en utilisant le code TRIM, des différents phénomènes ayant lieu lors des interactions Sb^+ -Si. Quant à la deuxième partie, elle sera réalisée expérimentalement en utilisant plusieurs techniques d'analyse. Ce mémoire sera alors structuré de la manière suivante :

Le premier chapitre sera consacré à des rappels sur les phénomènes d'interactions ion-matière. Nous rappellerons les caractéristiques de l'implantation ionique et nous exposerons les différents avantages et inconvénients liés à cette méthode.

Dans le deuxième chapitre, on donnera les principes de base des techniques expérimentales mises en œuvre : le palmer numérique, la diffraction des rayons X (DRX), la mesure de résistivité par la méthode des quatre pointes et la spectroscopie de rétrodiffusion Rutherford (Rutherford Backscattering Spectroscopy, RBS). Nous exposerons également les conditions expérimentales mises en œuvre au cours de chaque méthode.

Le troisième chapitre regroupera l'ensemble des résultats obtenus par simulation en utilisant le code TRIM. Ils seront discutés et comparés avec la littérature et une conclusion partielle sera donnée.

Au cours du quatrième chapitre, nous allons exposer les résultats expérimentaux obtenus par les différentes techniques. Ces résultats seront étudiés et discutés par rapport aux prévisions fournies par la simulation. Aussi, une comparaison avec la littérature sera faite et une conclusion partielle sera proposée.

Par la suite, une conclusion générale de ce travail sera donnée et les points essentiels seront soulevés.

Enfin des annexes seront proposés pour exposer quelques propriétés physico-chimiques des éléments Si et Sb et pour donner quelques détails concernant le simulateur mis en œuvre (*i.e.* le logiciel SRIM2006 utilisé pour la simulation des interactions Sb^+-Si).

Chapitre 1

L'implantation ionique

1. Introduction

L'implantation ionique est un processus principalement mis en oeuvre pour le dopage des matériaux. Cette technique est utilisée, dans l'industrie électronique, depuis déjà longtemps. En 1956, l'idée fût proposée pour la première fois, par Schockley qui l'a utilisée pour le dopage des semi-conducteurs. A partir de 1971 [1], le procédé fut industrialisé pour la fabrication des circuits intégrés. Par la suite, la méthode à été appliquée sur divers matériaux (métaux, céramiques, polymères, etc.) pour l'amélioration de leurs propriétés. En effet, c'est une technique qui peut modifier différentes propriétés du spécimen :

- structurelles : création de défauts ponctuels ou étendus, formation d'agrégats, amorphisation, etc. ;
- mécaniques : micro duretés, résistance à la fatigue ou à l'usure, formation de nouvelles phases, etc. ;
- électriques : dopage, possibilité d'ingénieries de défauts, etc. ;
- optiques : changements d'indice de réfraction, etc. ;
- magnétiques : formation de domaines magnétiques.

Actuellement, l'implantation ionique est employée avec succès dans plusieurs domaines à savoir : la mécanique, l'aéronautique, le secteur biomédical [2], etc. Le grand progrès de l'implantation ionique est dû aux différents avantages qu'elle possède par rapport aux processus classique de dopage par diffusion à haute température. Les intérêts particuliers de la techniques peuvent se résumer comme suit [3] :

- elle peut s'appliquer dans n'importe quel type de substrat et à n'importe quel type d'impureté ;
- c'est une méthode de dopage sélectif, c'est-à-dire qu'il est possible de doper des zones extrêmement réduites à la surface d'une plaquette ;
- c'est un processus hors équilibre (*i.e.* la concentration du dopant introduit n'est pas limitée par sa solubilité limite dans le matériau) ;
- c'est une méthode qui permet le contrôle très précis du profil de concentration du dopant dans la cible par simple réglage du courant et énergie des ions ;

- C'est une technique très rapide (par exemple : l'implantation d'une plaquette de Si, par une dose modérée, ne dure que 6 secondes approximativement) ;
- Des profils complexes peuvent être obtenus par implantations à différentes énergies.

Cependant, comme toutes techniques expérimentales, l'implantation ionique possède quelques inconvénients tels que [3] :

- endommagement du matériau cible par les ions primaires ;
- le faisceau des ions primaire possède généralement une section relativement réduite par rapport à la taille des cibles ;
- le coût d'un implanteur ionique est très élevé ;
- les profils très profonds ou très minces sont difficiles à obtenir ;
- les dommages induits par l'implantation ioniques ne sont pas tous guéris par recuit thermique ;
- la technique utilise généralement des sources gazeuses très toxiques telles que : AsH_3 et PH_3 ;

2. Principe général de l'implantation ionique

Le principe de fonctionnement d'un implanteur ionique est schématisé sur la figure 1, [4]. Les ions sont créés dans la source à partir de composés gazeux ou d'éléments métalliques vaporisés ou pulvérisés. Les éléments à implanter sont introduits dans la chambre d'ionisation sous forme de composés gazeux. Le passage du gaz réactif (Cl_2 , N_2 , etc.) sur le métal (placé dans un creuset) produit du fait des températures élevées des composés volatils qui sont ensuite dissociés et ionisés au niveau du filament. Le faisceau d'ions est extrait de la source, focalisé puis accéléré à une énergie spécifique. Il passe ensuite dans un aimant qui assure un tri des ions et ce selon l'accélération finale spécifiée. Le faisceau est ensuite balayé sur la surface du matériau par déplacement du porte-échantillon de manière à assurer un traitement uniforme. La figure 1 représente le schéma général d'un implanteur ionique.

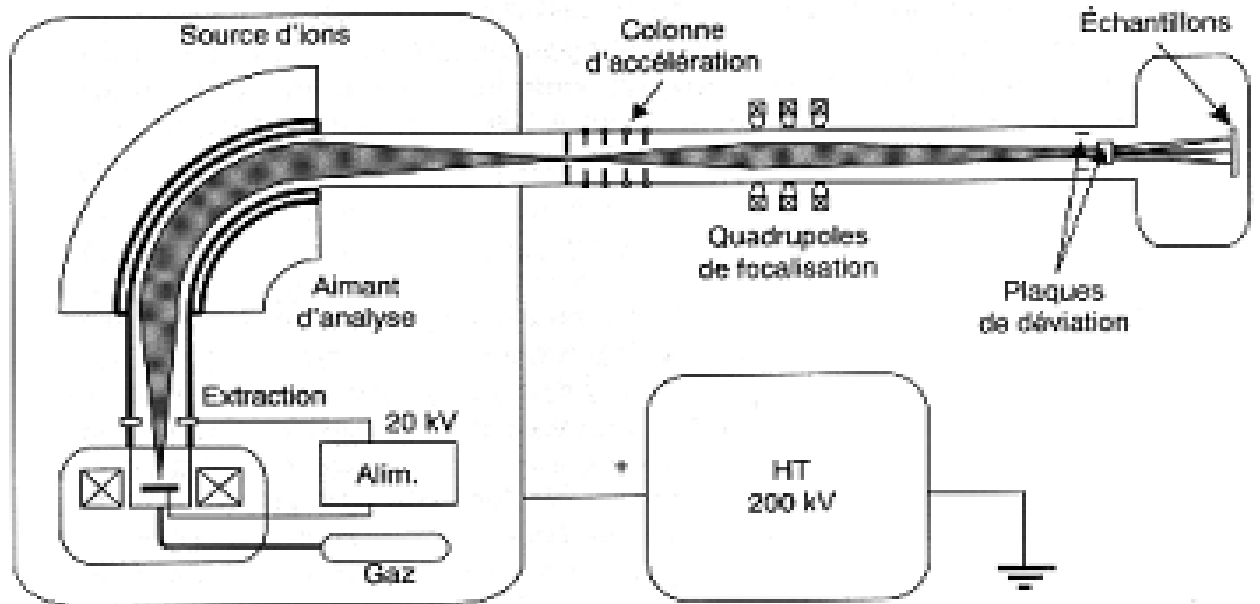


Figure .1. Schéma d'un implantateur ionique avec séparateur de masse [4].

3. Théories de ralentissement et d'arrêt des ions dans un matériau

Quand une particule chargée pénètre un solide, celle-ci va perdre son énergie (par différents types d'interactions avec le milieu de la cible) pour s'arrêter finalement à une certaine profondeur ou retourne à la surface (c'est le phénomène de rétrodiffusion). En ce qui concerne l'implantation ionique, l'énergie des ions primaires se situe dans un intervalle partant de quelques dizaines de keV à quelques MeV. Grâce à cette énergie d'accélération, les ions incidents peuvent traverser la surface de l'échantillon et provoquer une succession de collisions avec les atomes de la cible. Sous l'effet de ces collisions, les ions décrivent une trajectoire en (zigzag) mais à chaque collision les atomes heurtés peuvent reculer et entrer eux même en collision avec d'autre atomes (Fig. 2). Il est reporté qu'un seul ion d'une centaine de KeV peut rencontrer une bonne centaine d'atomes et provoquer directement ou indirectement,

la formation d'un millier de défauts cristallins (lacunes, interstitiels, etc.) [5]. En plus, si le faisceau ionique est suffisamment intense, des atomes superficiels seront éjectés de la surface, c'est le phénomène de pulvérisation.

L'interaction ions-matière peut donner lieu à quatre phénomènes physiques très différents : le transfert de la quantité de mouvement aux atomes de la cible par chocs élastiques ; l'excitation-ionisation de la cible par chocs inélastiques ; la production de photons, et diverses réactions nucléaires. Les deux derniers processus se produisent pour les implantations à très hautes énergies (généralement supérieure au GeV), et ne seront pas étudiées dans le cadre de ce travail. Rappelons tout de même que les hautes énergies sont utilisées pour l'implantation de couches conductrices ou isolantes enterrées alors que les très faibles énergies sont réservées à la réalisation de jonctions superficielles (pour la technologie VLSI). La profondeur de pénétration des ions dans la cible peut ainsi varier de 100 Å à 10 µm, et la dose de 1×10^{13} à 1×10^{18} ions/cm² [6].

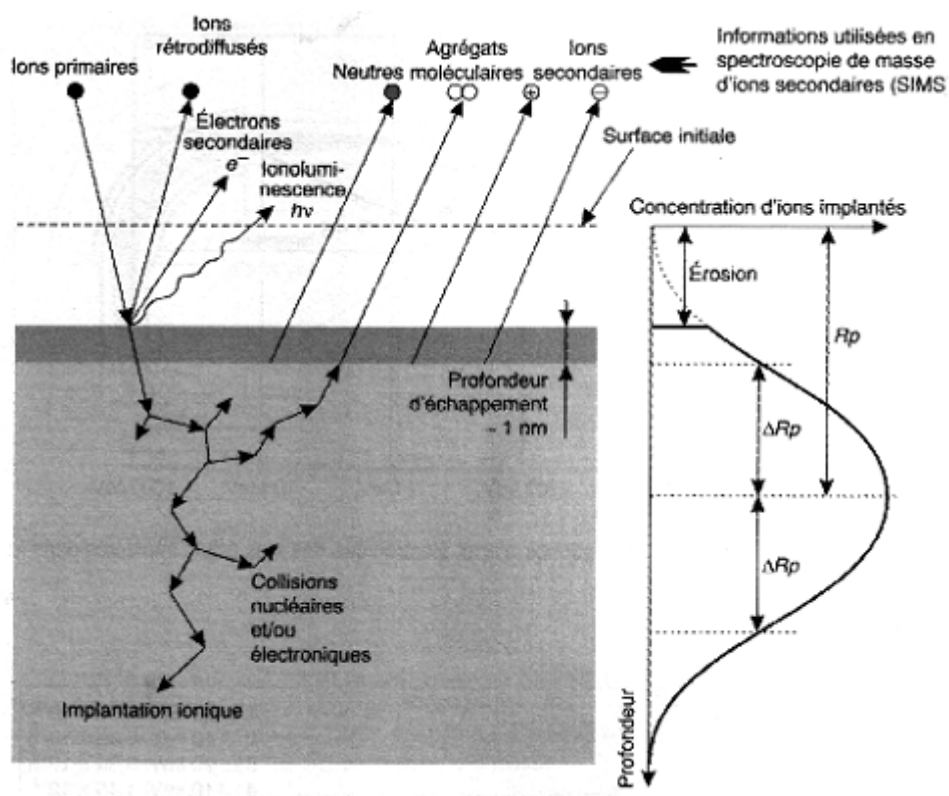


Figure. 2. Schéma montrant les différentes interactions pouvant se produire dans une cible soumise à l'implantation ionique

En ce qui concerne les principes théoriques de l'arrêt des ions dans un matériau, ceux-ci diffèrent selon que la cible est amorphe ou alors de nature cristalline.

3.1. Cas d'une cible amorphe

Deux types d'interactions physiques peuvent se produire lors de l'interaction ion-matière. La prédominance de l'un par rapport à l'autre dépend des valeurs de l'énergie incidente de l'ion et de sa masse atomique. Ces deux processus de pertes énergétiques sont : la collision nucléaire et la collision électronique. La première est élastique et se produit entre les noyaux, tandis que la seconde est inélastique et met en jeu les électrons de la cible. Ces deux phénomènes sont décrits par les pouvoirs d'arrêt électronique et nucléaire. Le pouvoir d'arrêt total $S(E)$ est la somme du pouvoir d'arrêt nucléaire (S_n) et électronique (S_e) [7]. Il est donné par la formule (1).

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

Où : N est la concentration atomique du matériau implanté ;

$\frac{dE}{dx}$ est le pouvoir d'arrêt.

Sur la figure 3, on représente les variations du pouvoir d'arrêt en fonction de la vitesse de l'ion incident [5]. On rappelle que la forme générale de ces courbes est valable pour n'importe quel ion dans n'importe quel matériau [8]. A partir de cette figure, on distingue trois régions.

La zone I : s'étend jusqu'à $V_0 Z_1^{2/3}$ (où : V_0 est la vitesse de Bohr $= \frac{e^2}{\hbar} = 2.2 \cdot 10^8$ cm/s [9] et

Z_1 est le numéro atomique de l'ion incident). C'est la seule région dans laquelle on s'aperçoit que l'arrêt nucléaire est plus important que l'arrêt électronique. On note que la contribution nucléaire est d'autant plus importante que l'ion est lourd. Quant au pouvoir d'arrêt électronique, il est sensiblement proportionnel à la vitesse de l'ion soit à la racine carrée de l'énergie incidente.

La zone II : est dominée par l'arrêt électronique lequel passe par un maximum pour une vitesse égale $2Z_1 V_0$.

La zone III : elle est dite zone de Bethe Block [10], dans cette région le pouvoir d'arrêt décroît quand l'énergie augmente.

En réalité, il existe une quatrième zone non représentée sur la figure 3. Elle correspond aux énergies relativistes pour lesquelles le pouvoir d'arrêt électronique devient proportionnel à la vitesse incidente à cause de l'émission de photons par le matériau.

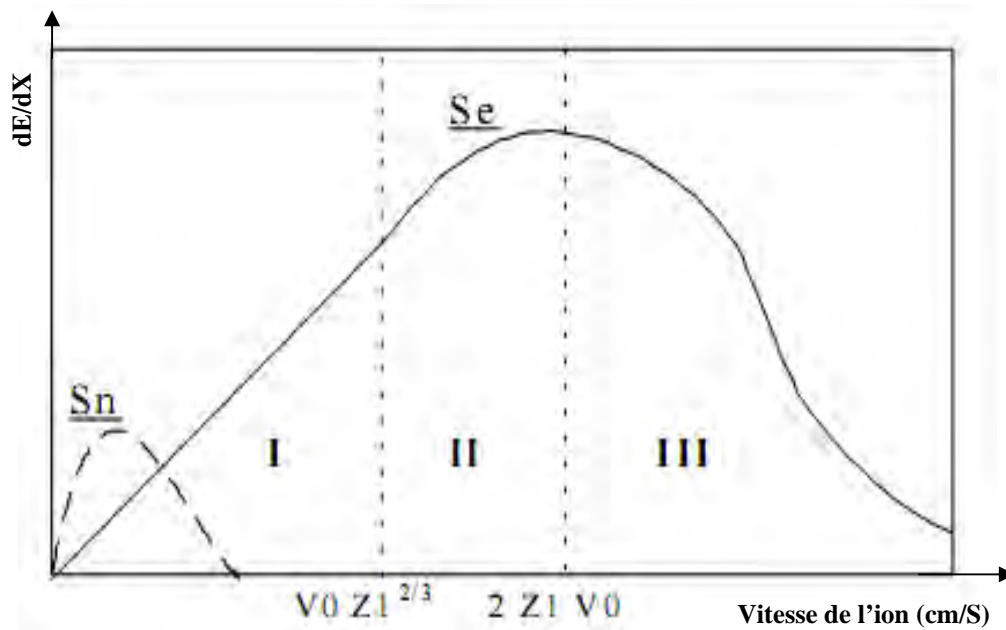


Figure.3. Pouvoirs d'arrêts nucléaire et électronique des ions en fonction de leur énergie incidente.

En ce qui concerne la collision nucléaire, elle est exprimée par la relation (2). Elle dépend de l'énergie cinétique de l'ion (E) et du nombre d'atomes par unité de volume du matériau-cible (N).

$$S_n(E) = \frac{1}{N} \frac{dE}{dx} = \int T d\sigma \quad (2).$$

Où : T est l'énergie transférée à l'atome cible ;

σ est la section efficace différentielle.

Selon la théorie de Lindhard-Schraff-Schiott [11] (universellement utilisée pour décrire les collisions nucléaires dans un matériau amorphe), l'énergie transférée à l'atome cible peut s'écrire comme suit :

$$T = \frac{4 M_i M_c E \sin^2 \theta (p)}{(M_i M_c)^{\frac{1}{2}}} \quad (3)$$

Où : M_i est la masse atomique de l'ion ;

M_c est la masse atomique de la cible ;

θ est l'angle entre la trajectoire de l'ion et l'axe x perpendiculaire à la surface du matériau implanté ;

p est le paramètre d'impact ou la distance minimale entre les centres des noyaux.

Pour ce qui est de la collision électronique, elle résulte des interactions entre l'ion implanté et les électrons de la cible. Ces collisions sont en principe inélastiques, elles sont exprimées, selon le modèle LSS, par :

$$S(E) = \frac{8 \pi e^{\frac{1}{2}} a_0 Z_i^{\frac{7}{6}}}{\left(Z_i^{\frac{2}{3}} + Z_c^{\frac{2}{3}} \right)^{\frac{3}{2}}} \frac{V}{V_0} D \quad (4)$$

Où : D est La densité électronique de la cible.

Z_i est le numéro atomique de l'ion ;

Z_c est le numéro atomique de la cible ;

V est la vitesse de l'ion.

V_0 est la vitesse de Bohr.

a_0 est le rayon de Bohr ($a_0 = 0.529 \text{ \AA}$).

3.2. Cas d'une cible cristalline

Pour les ions se déplaçant dans une certaine direction du matériau cristallin, il existe de longs parcours à travers lesquels les ions peuvent migrer sans subir des interactions importantes (Fig. 4). Ceci se produit si l'angle d'incidence des ions (par rapport à une rangée ou à un plan de la cible) est inférieur à une valeur critique Ψ_c . Dans ces conditions, l'ion est repoussé progressivement, par une série de déviations successives corrélées vers la rangée ou le plan adjacent. Il sera alors focalisé entre deux plans ou dirigé suivant un axe cristallographique. De cette façon, la perte d'énergie est plus faible et la pénétration des ions implantés est plus importante [12.13]. C'est le phénomène de canalisation qui peut être axiale (*i.e.* suivant un axe, (Fig. 4)) ou planaire (*i.e.* suivant un plan) [14]. Sur la figure 5 (a), on schématise le cas de trois ions pénétrant un réseau cubique simple : l'ion A est bien aligné avec le canal, il subit uniquement des déviations successives avec les rangées du réseau ; l'ion B est entraîné dans un canal après un court chemin ; l'ion C n'est pas canalisé, il subit des collisions aléatoires avec les atomes du réseau. On note que les ions canalisés perdent leur énergie presque uniquement par interactions inélastiques sur les électrons. Quant à l'angle critique ψ_c de canalisation, il s'exprime selon les formules (5) ou (6).

$$\Psi_c = \sqrt{\frac{2Z_1Z_2e^2}{E_0d}} = 9.73\sqrt{\frac{Z_1Z_2}{E_0d}} \quad (5) \text{ Pour une canalisation axiale}$$

Et

$$\Psi_c = \sqrt{\frac{2Z_1Z_2e^2na}{E_0}} = 9.73\sqrt{\frac{Z_1Z_2na}{E_0}} \quad (6) \text{ Pour une canalisation planaire}$$

Où

- e : charge électrique
- d : distance inter-atomique dans la rangée en Å
- E_0 : énergie incidente d'ion en keV
- n : densité atomique surfacique dans le plan
- a : rayon d'écran de Thomas-Fermi

A partir des formules (5) et (6), on s'aperçoit que plus l'ion est lourd et de faible énergie, plus la canalisation est probable. En pratique, pour éviter le phénomène de canalisation, la cible est souvent désorientée de 7° par rapport au faisceau ionique.

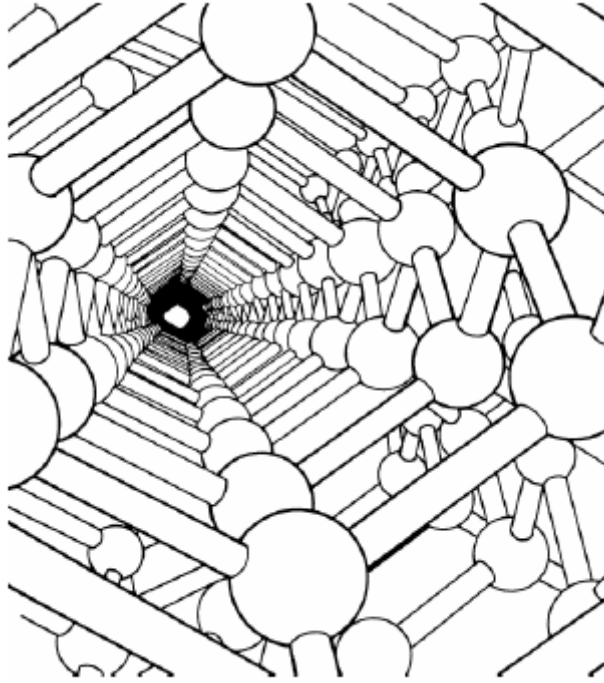


Figure.4. Structure diamant vue selon l'axe $\langle 110 \rangle$ [15]

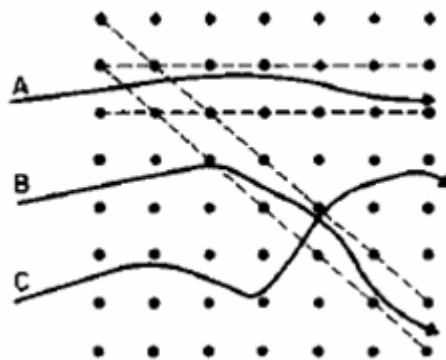


Figure. 5. Chemins ioniques à travers un réseau cubique montrant les cas : canalisé (A, B) et non canalisé(C) [3].

4. Distribution des ions implantés dans la cible

Le parcours de l'ion incident dans le matériau cible se calcule à partir de l'énergie perdue par collisions électronique et nucléaire [16]. Il s'exprime par la relation suivante :

$$R = \int_0^R dX = \frac{1}{N} \int_0^E \frac{dE}{S_n(E) + S_e(E)} \quad (7)$$

Expérimentalement nous n'avons pas accès à la distance parcourue R par l'ion incident, mais à la projection de ce parcours sur la direction perpendiculaire à la surface de la cible [17,18]. Cette projection est désignée par le parcours moyen projeté (R_p) (Fig. 6 (a)). Elle correspond à la moyenne de tous les parcours projetés particuliers et s'exprime comme suit:

$$\frac{R_p}{R} \approx 1 + b \frac{M_c}{M_i} \quad (8)$$

Avec $b \approx 0.1 \rightarrow 0.3$

Ou M_i : la masse atomique de l'ion

M_c : la masse atomique de la cible

Pour caractériser la répartition statistique des ions on profondeur, on introduit un deuxième paramètre qui est la déviation standard ΔR_p . Il est exprimé par la relation (9). Le mouvement latéral des ions mène à une distribution Gaussienne latérale avec un écart-type désigné par la déviation latérale et souvent exprimée par ΔR_{\perp} (Fig. 6 (b)). L'effet de ce paramètre est observé dans le cas d'utilisation de masques (par exemple pour la technologie des circuits intégrés).

$$\Delta R_p \approx 0.4 R_p \frac{2(M_i M_c)^{\frac{1}{2}}}{M_i + M_c} \quad (9)$$

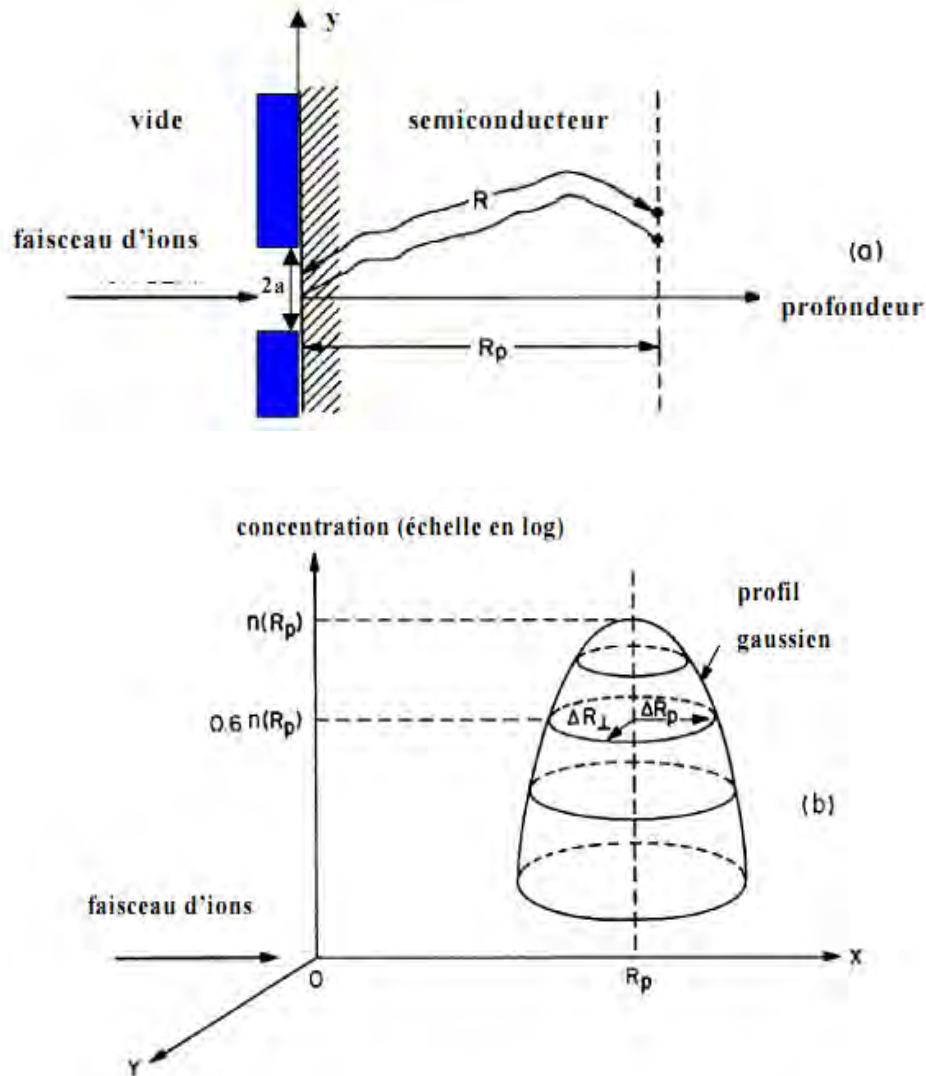


Figure. 6. Distribution des ions implantés dans une cible. On note que : (a) le chemin parcouru (R) est plus important que le parcours moyen projeté (Rp) ; (b) la distribution à deux dimensions des ions stoppés est gaussienne [19].

On note que loin du bord du masque, le mouvement latéral des ions peut être ignoré. Dans ce cas le profil de concentration des ions en profondeur de la cible (n(x)) peut être exprimé par la relation, de type gaussien, suivante:

$$n(x) = n_0 \exp\left(\frac{-(x-R_p)^2}{2\Delta R_p^2}\right) \quad (10)$$

Où

$$n_0 = \frac{\phi}{\sqrt{2\pi}\Delta R_p} \quad (11)$$

Cependant, dans certains cas, la distribution des ions ne peut être décrite par une forme gaussienne. Elle sera alors caractérisée par une distribution dite de Pearson dans laquelle deux autres paramètres seront additionnés. Il s'agit du Skewness (γ) et du Kurtosis (β) qui sont reliés par la relation suivante :

$$\beta \approx 2.91 + 1.56\gamma^2 + 0.59\gamma^4 \quad (12)$$

Notons que le skewness traduit l'obliquité ou l'asymétrie de la distribution des ions en profondeur (*i.e.* le positionnement du sommet de la courbe par rapport à R_p). Une obliquité négative signifie que la distribution est décalée vers la surface (généralement observée pour des éléments légers à haute énergie). Par contre, une obliquité positive signifie que la distribution est décalée loin de la surface (généralement observée pour des éléments lourds à basse énergie en raison de la canalisation) [3]. Quant au kurtosis, il mesure l'écrasement du pic (ou bien l'extension de la queue de distribution en volume). Dans le cas d'une répartition gaussienne, ces deux paramètres (*i.e.* γ et β) sont approximativement égaux à 0 et à 3 respectivement. On note que les profils non gaussiens peuvent se manifester à la suite d'un phénomène de canalisation (cas de cibles monocristallines) qui se traduit par une queue dans la distribution des ions (Fig. 7).

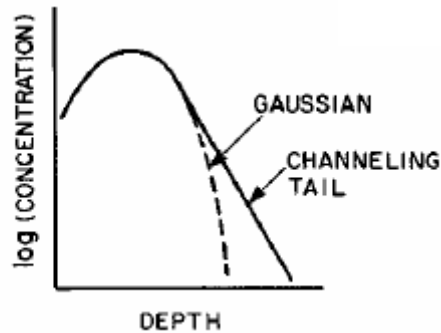


Figure .7. Profils de distribution des ions dans une cible. (—) Distribution gaussienne ; (---) distribution non gaussienne montrant une queue à la suite d'un phénomène de canalisation [3].

Expérimentalement, il est relativement simple de dévoiler le profil en profondeur des ions. Cependant, il est beaucoup plus difficile d'étudier le profil latéral (par exemple au bord d'un masque). Une distribution bidimensionnelle peut alors être écrite comme le produit de distributions : verticale (*i.e.* en profondeur) et latérales. Elle est exprimée par la relation suivante :

$$n(x,y) = n(x)/(2\pi)^{0.5} \Delta R_{\perp} \exp(-y^2/2\Delta R_{\perp}^2) \quad (13)$$

Où : ΔR_{\perp} est la déviation standard latérale

Sur la figure 8, il est clair que les ions peuvent effectivement se disperser à l'extérieur du secteur ouvert. Pour minimiser la dispersion latérale, les couches masquées sont généralement effilées aux bords au lieu de les laisser complètement abruptes. De cette manière, les ions sont graduellement empêchés avant d'entrer dans le substrat.

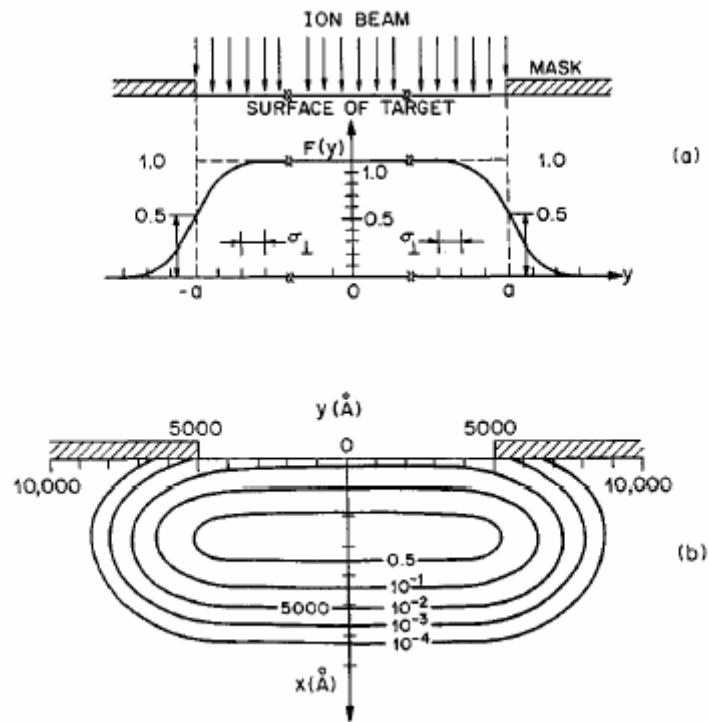


Figure. 8. Profil, à deux dimensions, des ions de bore (70 keV) implantés à travers une fenêtre de $1 \mu\text{m}$ (σ_{\perp} désigne la déviation standard latérale des ions (*i.e.* ΔR_{\perp})). (a) fraction de la dose totale en fonction de la position latérale pour un masque opaque. (b) contour equi-concentration des ions [15].

5. Création de défauts dans la cible par implantation ionique

A chaque fois qu'un ion pénètre dans la cible, il subit une série de collisions induisant le déplacement des atomes hôtes. Ainsi, l'ion et les atomes délogés peuvent continuer et causer de dommages supplémentaires jusqu'à ce que l'énergie de l'ion soit épuisée. De cette manière, après l'implantation de plusieurs ions, l'état cristallin initial de la cible sera perturbé et remplacé par un état désordonné. Au début, l'arrêt des ions est surtout gouverné par les collisions électroniques. Ceci se traduit par l'apparition de petits dommages dans la cible. Quand l'ion sera décéléré, l'arrêt nucléaire devient prépondérant et le véritable dégât d'irradiation apparaît. Par conséquent, on peut dire qu'uniquement les collisions nucléaires entraînent l'amorphisation de la cible. En plus, il est établi que plus la dose des ions est élevée plus les dommages sont importants (Fig. 9), [3].

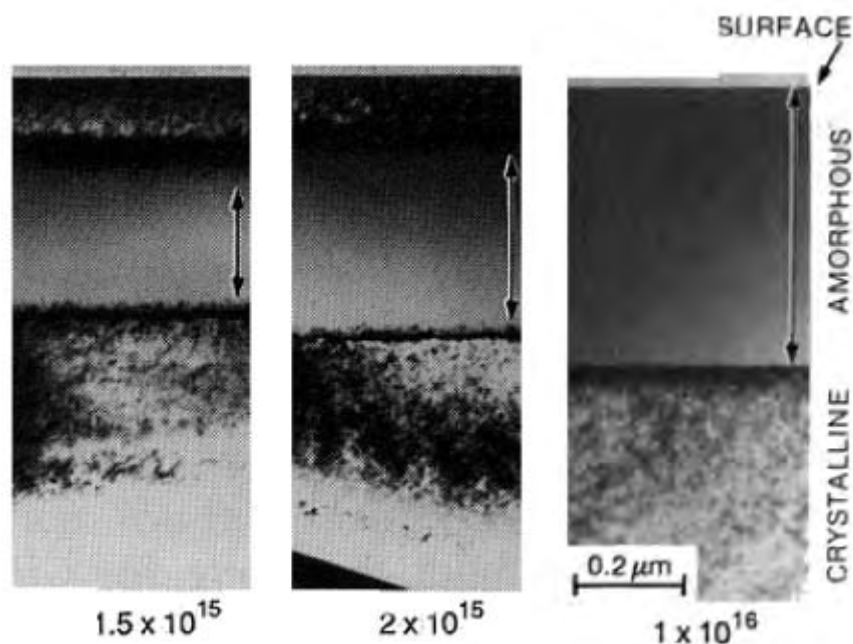


Figure. 9. Images, obtenues par microscopie électronique à transmission, montrant l'accumulation de défauts induits par implantation ionique de ^{28}Si ($E = 300 \text{ keV}$, différentes doses) dans une cible de silicium (maintenue à température ambiante) [3]. Il est clair que la couche amorphe est d'autant plus importante que la dose des ions est élevée.

La dose maximale, requise pour rendre amorphe un matériau, est dite dose critique. Par ailleurs, si la cible est chauffée pendant l'implantation des ions, la dose critique augmente avec l'élévation de la température (Fig. 10) [3,15]. Sur la figure 10, il est clair que les ions lourds déplacent un volume plus important d'atomes cibles. Ainsi, il est nécessaire de traiter la cible à une température plus élevée pour aboutir à une recristallisation complète.

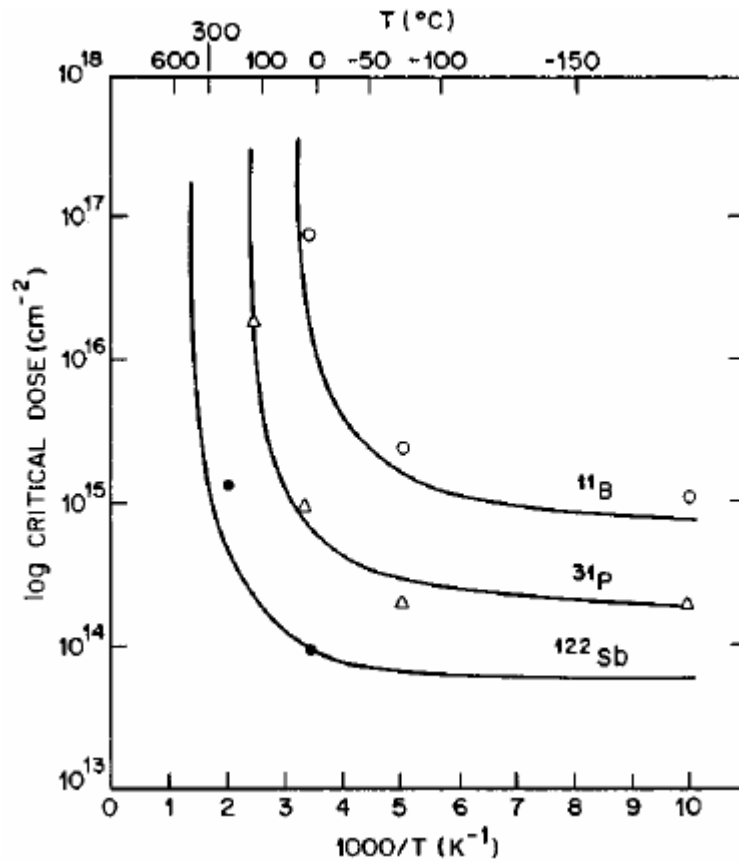


Figure .10 . Evolution de la dose critique nécessaire à la production d'une couche amorphe, continue dans la cible, en fonction de la température [15].

Ainsi, d'après la figure 10, il est clair que pour atteindre une amorphisation de la cible, les ions doivent posséder une dose déterminée. Par exemple, pour le cas de l'antimoine, la dose critique d'amorphisation de la cible est de 10^{14} Sb⁺/cm² si l'implantation est effectuée à température ambiante. En d'autres termes, l'amorphisation a lieu lorsque la densité maximale de défauts générés atteint la valeur de la densité atomique de la cible. En plus, pour chaque matériau, il existe une température d'implantation critique (qui elle-même dépend de l'espèce ionique implantée) au delà de laquelle il est impossible de créer une couche amorphe [19].

Dans certains cas, les dégâts d'irradiation peuvent se manifester par simple dérangement du réseau cristallin du spécimen. On parle alors de défauts qui désignent toute rupture de la périodicité du réseau ou de la structure de la cible. Quand cette rupture possède un caractère restreint (c'est-à-dire de l'ordre de quelques positions atomiques) on désigne la perturbation par le terme défaut ponctuel [20]. Notons qu'il existe plusieurs types de défauts ponctuels (Fig. 11) [21] :

- un atome est appelé interstice s'il est localisé quelque part dans le réseau mais pas dans un site du réseau. Si cet atome est une espèce différente des atomes du réseau, il est dit impureté interstitielle. Dans le cas contraire, il est appelé auto-interstitiel;
- le défaut est appelé lacune (ou défaut de Shottky) si un site régulier du réseau n'est pas occupé par un atome. Quand deux atomes sont absents, on parle de bi-lacunes;
- quand une lacune est occupée par une impureté, on parle d'impureté en site substitutionnel ;
- Quand les défauts du réseau et l'impureté s'associent, on parle de formation de complexes.

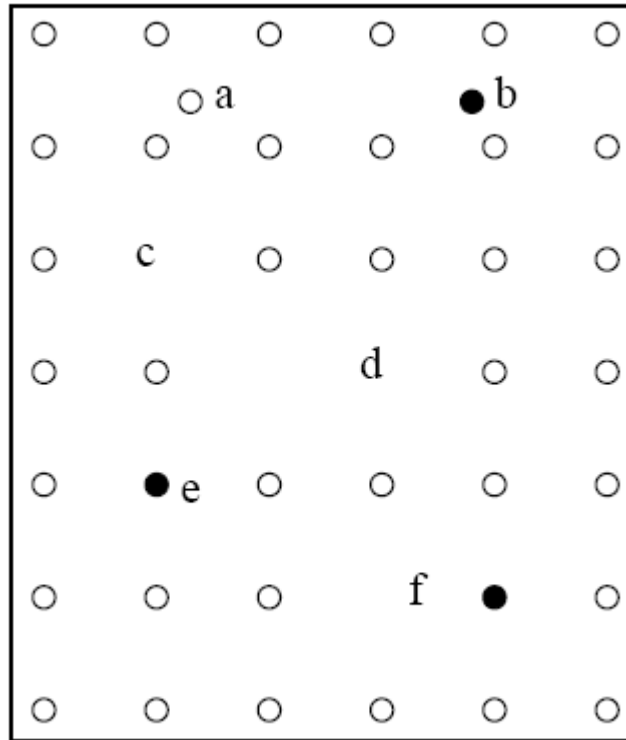


Figure .11. Défauts ponctuels simples : (a) auto-interstitiel, (b) impureté en site interstitiel, (c) lacune, (d) bi-lacunes, (e) impureté en site substitutionnel, (f) complexe lacune-impureté en substitution et paire de Frenkel (a) + (c).

Notons que l'énergie minimale nécessaire au déplacement d'un atome dans la matrice cristalline est de l'ordre de la dizaine d'eV. Pour le cas du silicium monocristallin, l'énergie seuil E_0 qu'il faut fournir pour extraire un atome de son site est de 15 eV.

La particule incidente communique ainsi une énergie T à un noyau de la cible. Si cette énergie est supérieure à la valeur seuil E_0 , le nombre N_d d'atomes déplacés suit la loi de Kinchin et Pease et trois différents cas peuvent se présenter [22] :

1. Si $T < E_0 \Rightarrow N_d = 0$, le noyau cible ne peut pas se déplacer par ce transfert d'énergie. Une agitation thermique du noyau est observée ;
2. Si $E_0 < T < 2E_0 \Rightarrow N_d = 1$, le noyau cible se déplace par mécanisme interstitiel laissant sa place à une lacune. L'ensemble interstitiel-lacune constitue une paire de Frenkel ;

3. Si $T > 2E_0 \Rightarrow N_d = E_1/2E_0$, le noyau cible se déplace et devient à son tour comme un projectile primaire. On assiste alors à une cascade de déplacements.

Le nombre moyen N_d d'atomes déplacés par collision est donné par la formule (14) :

$$N_d = \frac{\sigma_{dpa}(E_1)}{\int_{E_0}^{T_{\max}} d\sigma(E, T)} \quad (14)$$

Où σ_{dpa} est la section efficace de création de défauts, elle est donnée par :

$$\sigma_{dpa}(E_1) = \int_{E_0}^{T, ax} N_d(T) d\sigma(E, T) \quad (15)$$

La distribution des défauts en fonction de la profondeur de la cible est très différente de celle des ions implantés. En général, elle est aussi de type gaussien, mais on doit signaler que la profondeur d'arrêt R_p des ions est plus grande que la profondeur R_d de défauts. Sur la figure 12, on représente la concentration d'ions (impuretés) et de défauts en fonction de la profondeur du matériau cible [23].

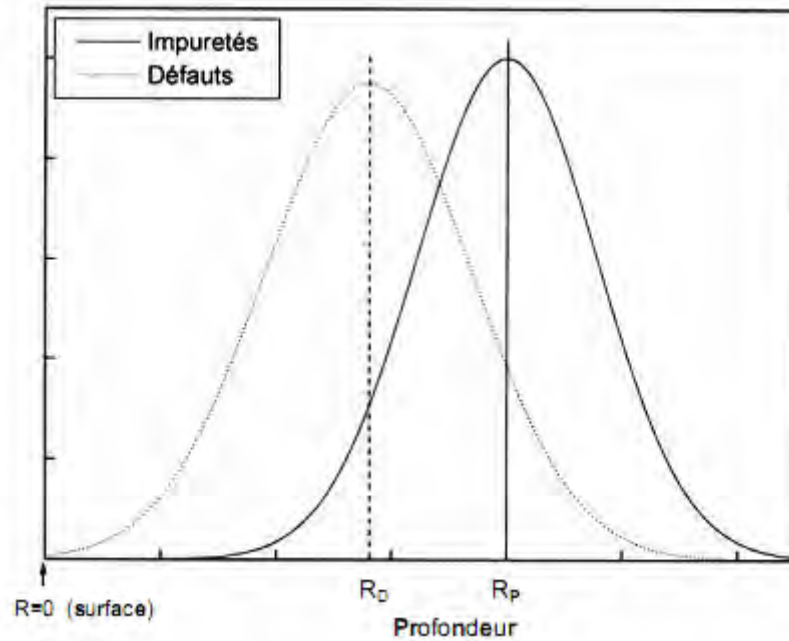


Figure .12. Distributions des ions et des défauts en fonction de la profondeur dans un matériau cible [23].

6. Recuits thermiques

Après implantation ionique, la cible est sévèrement endommagée et les impuretés sont implantées sur des sites quelconques (elles ne sont pas localisées en positions substitutionnelles) et la plupart d'entre elles sont donc électriquement inactives. Ainsi, des recuits thermiques sont indispensables pour guérir les dégâts d'irradiation et activer le dopant (électriquement). Différents processus de recuits thermiques peuvent être effectués pour la recristallisation de la cible et l'activation électrique du dopant : le laser pulsé, le laser à électrons, le laser continu, le recuit conventionnel, le recuit rapide, etc. [14]. Cependant, on doit noter que les traitements le plus souvent utilisés sont le recuit conventionnel et le recuit rapide.

6.1. Recuit conventionnel

Les caractéristiques du traitement thermique dépendent du type de dopant et de sa dose. En plus, il faut distinguer entre le cas où la cible est amorphisée et le cas où seulement des défauts partiels sont générés. Dans le cas du silicium amorphisé, la re-croissance a lieu par épitaxie en phase solide (Solid Phase Epitaxy, SPE). L'interface amorphe/cristal progresse (ou migre) vers la surface avec une vitesse fixe qui dépend de plusieurs paramètres [15] : la température, le dopant et l'orientation du cristal. Les taux de recristallisation du silicium non dopé sont montrés sur la figure 13 [15]. On note que l'énergie d'activation pour la SPE est de 2.3 eV montrant que le processus entraîne les liaisons brisées à l'interface. Par ailleurs, il est reporté qu'à 600°C, la vitesse du SPE vaut environ 100 Å/mm [24]. La présence d'impuretés "gêne" le processus de re-croissance vue que ces impuretés s'associent aux liaisons pendantes du silicium. Les dopants tels que le bore (B), le phosphore (P) et l'arsenic (As) augmentent le taux de re-croissance par un facteur de 10 pour des concentrations de l'ordre de 10^{20} atomes/cm³. Vraisemblablement, ceci est dû au fait que les espèces en positions substitutionnelles affaiblissent les liaisons et augmentent la probabilité d'apparition des liaisons pendantes.

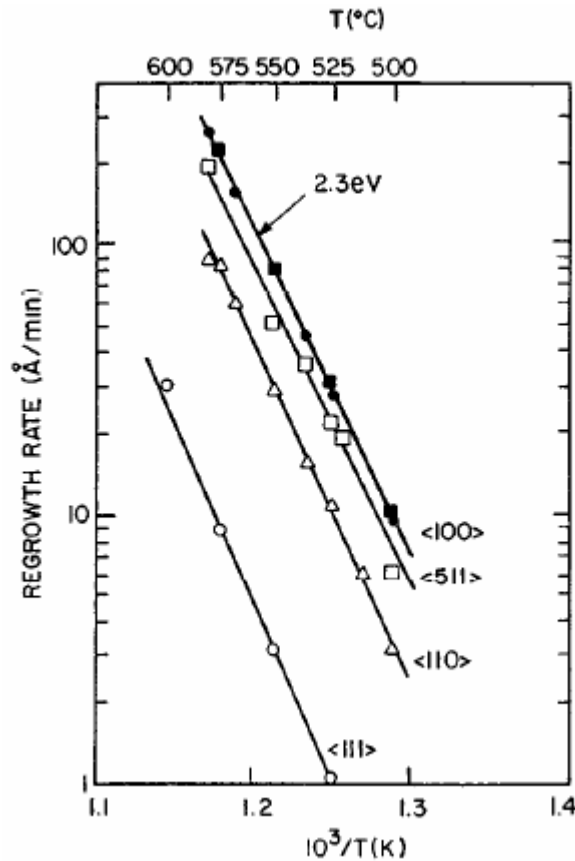


Figure 13. Taux de re-croissance par épitaxie en phase solide du silicium amorphe, en fonction de la température, pour différentes orientations du cristal [25].

Si les conditions d'implantations ne sont pas suffisantes pour créer une couche amorphe, la réparation du réseau a lieu par génération et diffusion des défauts ponctuels. Ce processus possédant une énergie d'activation de ~ 5 eV, nécessite des températures de l'ordre de 900°C pour la suppression de tous les défauts [15]. Il est alors clair qu'il est plus simple de guérir une couche amorphe qu'une couche partiellement endommagée.

Le principal inconvénient du recuit conventionnel est lié à l'augmentation du temps de recuit. De ce fait, le profil des ions implantés s'élargit à cause de la diffusion des dopants en volume (*i.e.* en profondeur) (Fig. 14). Cet effet est non souhaitable dans la technologie des circuits intégrés, à très grande échelle d'intégration, du fait qu'il permet la formation des jonctions profondes.

Le profil du dopant, après traitement thermique, est généralement considéré de type Gaussien (Fig. 14) (cas de l'implantation ionique standard en première approximation), Il peut s'exprimer par la relation (16), [26] :

$$C_A(x,t) = \frac{dose}{\sqrt{2\pi} \sqrt{\Delta R_p^2 + 2D_A t}} \exp\left[-\frac{1(x - R_p)^2}{2(\Delta R_p^2 + 2D_A t)}\right] \quad (16)$$

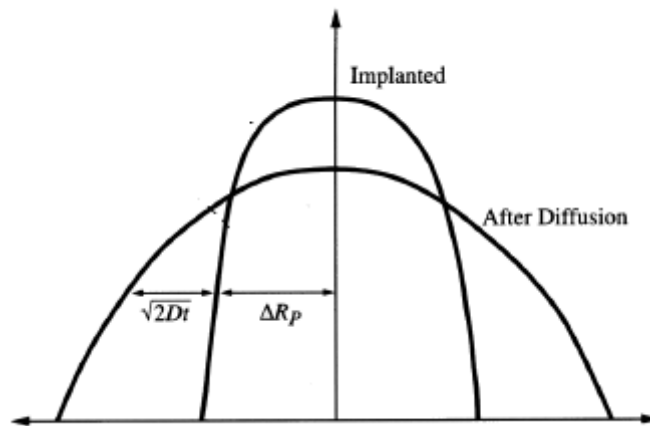


Figure .14. Evolution du profil gaussien après traitement thermique. On note que la forme gaussienne est préservée [3].

6.2. Recuit rapide

Ce type de traitements thermiques est souvent désigné par RTA (Rapid Thermal Annealing) ou RTP (Rapid Thermal Processing). Dans le cas du silicium, l'énergie d'activation nécessaire à la réorganisation cristalline vaut 5 eV, tandis que celle liée à la diffusion des dopants est comprise entre 3 et 4 eV [27]. A cause de ces différences, lorsque la température est élevée, la recristallisation devient plus rapide que la diffusion. Si la durée est courte, il est possible d'obtenir un bon réarrangement atomique sans que le profil de dopants ne s'élargisse.

Le RTP est généralement utilisé pour la fabrication des jonctions ultra fines. Les spécifications actuelles pour les transistors CMOS ont pour but d'aboutir à des jonctions de l'ordre de 65 nm ou en deçà [28]. Pour cette raison, on a recours à des températures plus élevées (1000-1200 °C) et des durées de recuit beaucoup plus courtes (centaine de secondes au nanosecondes).

6.3. Mécanismes de transport et de diffusion atomique

La diffusion est la migration d'une espèce sous le seul effet de l'agitation thermique. La migration peut aussi avoir lieu sous l'effet d'une force (par exemple une force électrostatique dans le cas d'espèce chargées, ou bien une force chimique). Dans ce cas, les contributions des différents mécanismes se superposent et se combinent pour permettre la migration de l'espèce.

D'autre part, on note que les mécanismes de diffusion dans un cristal dépendent de la nature du cristal et de l'espèce diffusante. On signale que les atomes constituant le cristal peuvent eux-mêmes diffuser, on parlera alors de mécanisme d'autodiffusion. Cette autodiffusion est importante puisqu'elle permet notamment de créer des lacunes dans le réseau cristallin. D'une manière générale, la diffusion à l'échelle atomique (Fig. 15) peut avoir lieu via l'un des quatre mécanismes cités ci-dessous :

1. mécanisme lacunaire : correspondant à l'occupation d'une lacune laissée par un atome du réseau cristallin ;

2. mécanisme interstitiel : correspondant au déplacement des atomes entre les sites du réseau cristallin. Ce mécanisme est prépondérant pour les petits atomes ;

3. mécanisme interstitiel combiné (ou multi-atome) : correspondant au déplacement d'un atome (initialement positionné en site interstitiel) en site substitutionnel en envoyant l'atome d'origine en site interstitiel ;

4. mécanisme mixte (ou de groupe) : mettant en jeu plusieurs atomes. Ce mécanisme est prépondérant pour les gros atomes.

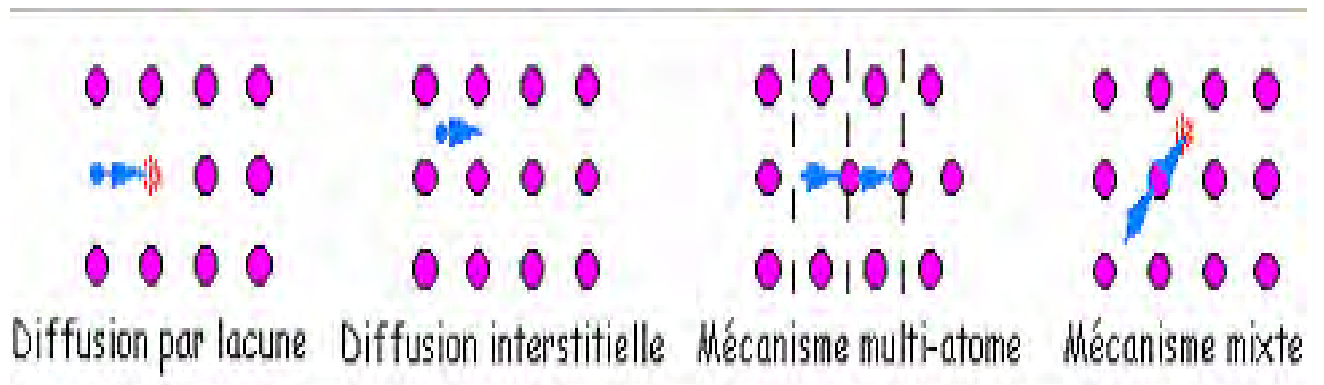


Figure .15. Mécanismes de diffusion à l'échelle atomique [29].

Chapitre 2

Techniques de caractérisation des échantillons

1. Introduction

Après avoir étudié les théories et les propriétés de l'implantation ionique (les avantages et les inconvénients, les défauts induits par l'implantation ionique, etc.) nous allons, dans ce chapitre, nous intéresser aux techniques expérimentales mises en oeuvre pour l'analyse des échantillons. Notons d'ores et déjà que durant notre étude expérimentale, nous avons fait appels à différentes méthodes d'analyse telles que la diffraction des rayons X (DRX), la spectroscopie de rétrodiffusion Rutherford, etc.

Dans ce chapitre, un aperçu théorique général sera développé pour chacune des techniques. A la fin de chaque rappel, nous exposerons les conditions expérimentales utilisées durant l'analyse de nos échantillons.

2. La diffraction des rayons X

Les rayons X et leurs diffractions permettent d'étudier des matériaux ayant des structures complexes. L'analyse peut s'effectuer non seulement dans des conditions de température et pression ambiantes, mais aussi à des pressions très élevées d'atmosphère et à des températures variables.

Les rayons X sont des radiations électromagnétiques de nature ondulatoire. Si le faisceau du rayon X rebute sur la cible, une partie de l'énergie sera absorbée et le reste sera transmis ou diffusé. Ce dernier, qui intéresse les sciences des matériaux, émet un rayonnement de même longueur d'onde que le rayonnement incident. Quant à la direction, elle sera différente de celle du faisceau initial.

Si les atomes constituant la matière sont répartis de manière régulière, les cristaux donnent lieu à des phénomènes intenses d'où l'on peut déduire la position des atomes qui forment le matériau [30-32]. L'analyse des directions de diffraction et de l'intensité diffractée permet ainsi de déterminer la structure cristalline du spécimen étudié [33].

2.1. Production des rayons X

Une tension de plusieurs kilovolts est appliquée entre un filament chauffé et une anode (généralement en cuivre) pour arracher des électrons et les projeter sur l'anode. Le ralentissement de ces particules dans le cuivre va produire un spectre de rayonnement X par émission de photons de désexcitation de ce matériau et un monochromateur permet de sélectionner la plage d'énergie. 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 (cibles) les plus communément utilisés sont le cuivre ou le molybdène. Elles émettent des énergie de 8.04 et 17.44 keV respectivement, correspondant à des longueurs d'onde de 1.54 et 0.71 Å [34] pour sélectionner la raie moyenne $K\alpha$. Le monochromateur ainsi qu'un système de fentes d'ouvertures permettent de focaliser le faisceau sur l'échantillon à analyser.

2.2. Principe

Lorsqu'un faisceau de rayon X monochromatique est dirigé sur un matériau, il est en partie réfléchi par les plans atomiques de certains cristaux. Pour que la diffraction des photons X soit mesurée, l'incidence du faisceau par rapport aux plans atomiques doit avoir lieu sous un angle particulier. Il faut en effet que les ondes réfléchies soient en phase de sorte à les interférer de manière constructive pour ensuite être mesurées par le détecteur (Voir Fig. 16). Les conditions nécessaires à cette interférence constructive sont données par la relation (17) nommée la loi de Bragg [35].

$$2 d_{hkl} \sin\theta = n\lambda \quad (17)$$

Où : d_{hkl} est la distance inter réticulaire séparant les plans définis par les indices de Miller (hkl).

θ est l'angle d'indice ou de réflexion par rapport à ces plans.

λ est la longueur d'onde des photons X.

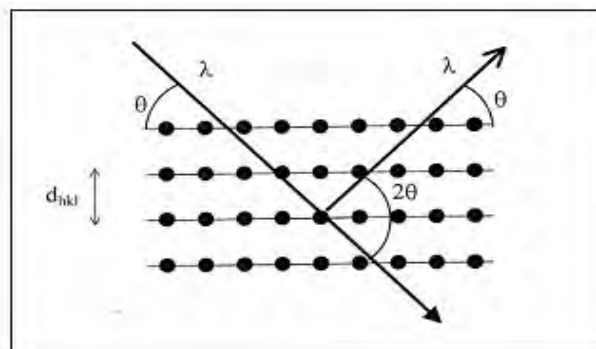


Figure.16. Famille de plans cristallins en condition de Bragg [36].

2.3. Conditions expérimentales mises en œuvre durant l'analyse des spécimens par DRX

Dans notre travail, nous avons utilisé le diffractomètre du département de Physique de l'université Mentouri de Constantine. C'est un appareil automatisé de type Siemens D8 Avance, il est muni d'une anticathode en Cu et d'un filtre en Ni (Fig. 17). La tension d'accélération et le courant dans le filament ont été fixés à 35 kV et 20 mA respectivement. Les mesures ont été effectuées selon la configuration $\theta/2\theta$ en utilisant la longueur d'onde de la raie $K\alpha = 1,542\text{\AA}$. L'angle d'incidence θ varie de 0 à 35° par pas de 0.020° dans l'intervalle $[10^\circ-100^\circ]$. La durée totale d'analyse est estimée à $\sim 1\text{h}$ pour chaque spécimen [37].



Figure .17 . Dispositif expérimental DRX utilisé pour la caractérisation des échantillons.

3. Mesure d'épaisseur par palmer numérique

Les mesures des épaisseurs des différents échantillons ont été réalisées par un palmer numérique appartenant à la salle de méthodologie du département de génie mécanique de l'université Mentouri de Constantine. Cet appareil fût inventé par le mécanicien Jean-Louis Palmer, d'où il tir son nom. C'est un instrument de précision qui sert à mesurer les épaisseurs et les diamètres extérieurs du spécimen. Il se compose essentiellement d'une vis micrométrique, d'un butoir, d'un barillet (tête de la vis) divisé en 50 ou 100 parties solidaires avec la vis, d'un système à friction, d'un corps de forme variable et d'un écran qui sert à afficher les résultats automatiquement (Voir Fig. 18) [38].

L'utilisation du palmer numérique confère plusieurs avantages :

- a) il est plus précis que le palmer classique ;
- b) le pied à coulisse est plus fidèle et plus rapide que celui d'un palmer classique ;
- c) il permet la mesure de petites épaisseurs (0-25mm).



Figure.18. Dispositif expérimental d'un palmer (Micromètre) électronique.

3.1. Caractéristiques du palmer numérique utilisé

Le palmer numérique utilisé pour mesurer les épaisseurs de nos spécimens est un appareil de type NSK Digitix II. Il est fabriqué au Japon, il possède une précision de 0.001mm et une force de 0.1 N. Ainsi l'intervalle d'épaisseurs qu'il peut mesurer s'étale de 0 à 25 mm.

4. Mesure de la résistivité par la méthode des quatre pointes

4.1. Principe

La méthode des quatre pointes est utilisable aussi bien pour un matériau épais que pour une couche mince (déposée sur un substrat isolant ou isolée par une jonction). C'est une technique qui s'applique très bien pour des couches implantées en surface d'un substrat. Elle permet de mesurer rapidement la résistivité de tous types de semi-conducteurs.

Pour mettre en œuvre la technique de résistivité par la méthode des quatre pointes, on applique quatre pointes métalliques (généralement en alliage de tungstène) alignées sur la surface du spécimen (Fig. 19). Les deux pointes externes (1 et 4) servent à l'injection d'un courant i . Quant aux pointes (2 et 3), elles sont utilisées pour la prise de la chute de potentiel. Notons que l'écart "S", entre les différentes pointes, est en général fixé à 1mm.

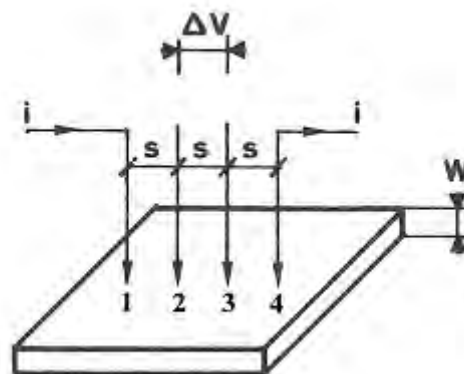


Figure .19. Principe de la détermination de La résistivité par la méthode de 4 pointes [39].

Dans ce cas (*i.e.* pointes alignées et équidistantes de s), la conductivité σ (ou la résistivité ρ) est donnée par la relation suivante:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = 0.22 \left(\frac{1}{V} \right) \frac{1}{w} \quad (18)$$

Où : W est l'épaisseur de la couche conductrice du spécimen.

i est l'intensité du courant.

V est la tension.

ρ est la résistivité.

σ est la conductivité.

Et finalement d'après le théorème de superposition, la résistance R carrée (R_c) vaut donc:

$$R_c = \frac{\rho}{w} \quad (19)$$

Et alors,

$$R_c = \frac{\pi}{\ln 2} \left(\frac{V}{I} \right) = 4.53 \frac{V}{I} \quad (20)$$

4.2. Conditions expérimentales mises en œuvre durant la mesure de la résistivité par la méthode de 4 pointes.

La mesure électrique est basée sur la mesure de la résistivité et/ou de la résistance carrée [37]. Nous avons utilisé un résistivimètre de type "EPS-08 Alessi" (Fig. 20) appartenant au département d'électronique de la faculté des ingénieurs de l'université Mentouri de Constantine. C'est un dispositif équipé de quatre pointes (en alliage de tungstène) alignées et équidistantes de 1 mm (*i.e.* $S = 1$ mm). Le courant qui s'impose entre les pointes externes vaut 0.3 mA, quant aux pointes internes, elles servent à fournir la tension ΔV .

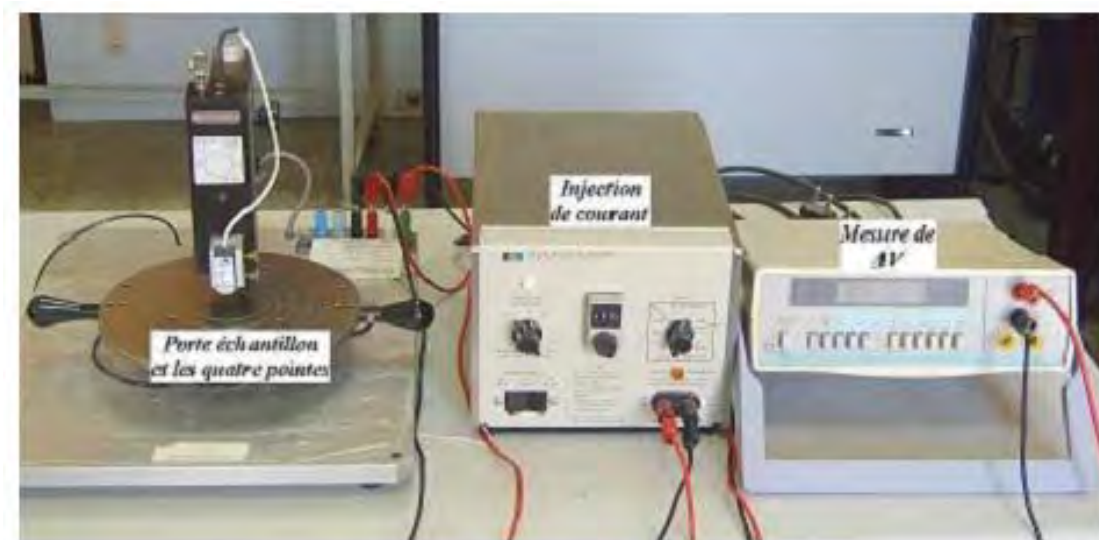


Figure .20. Dispositif expérimental utilisé pour mesurer la résistivité des spécimens par la méthode de quatre pointes.

5. la spectrométrie de rétro-diffusion Rutherford (Rutherford backscattering spectroscopy, RBS)

5.1. Généralités

La méthode de rétrodiffusion Rutherford est basée sur la collision entre un faisceau d'ions légers incidents et les noyaux atomiques du matériau à analyser [40]. A partir de cette analyse, on peut obtenir des informations étendues sur le spécimen : la composition chimique, l'état cristallins, la distribution des atomes en profondeur, les défauts cristallins dans les monocristaux etc. C'est une méthode non destructive et elle est indépendante des liaisons chimiques. De ce fait, elle permet de déterminer la composition chimique des régions proches de la surface ($\sim 1\mu\text{m}$) du matériau [41].

La RBS consiste à mesurer le nombre et l'énergie d'ions rétrodiffusés [42], selon un angle donné, après interaction avec les atomes de la cible. Ces informations permettent d'accéder aux masses atomiques et aux concentrations élémentaires des constituants de la cible en fonction de la profondeur.

Par cette méthode, nous pouvons également déterminer :

- la stoechiométrie des échantillons ;
- la mise en évidence des contaminants en surface ;
- le suivi de diffusion atomique après recuit thermique ;
- la détermination de la fonction et du coefficient de diffusion d'un diffusant dans la cible.

En contrepartie, il faut signaler que la technique RBS exige une installation très coûteuse. En plus, on doit noter que l'analyse des échantillons massifs est limitée.

5.2. Description de la technique RBS

Un schéma de principe d'une installation expérimentale de la RBS est représenté sur la figure 21. On reconnaît sur la partie gauche du montage l'accélérateur Van de Graff qui permet d'obtenir le faisceau de particules alpha (ou $^4\text{He}^+$). Ces dernières sont déviées par un aimant d'analyse puis focalisées par un quadripôle magnétique. La linéarité et la section du faisceau sont définies par des diaphragmes. L'échantillon est monté sur un goniomètre 3 D pour régler avec précision l'angle θ (servant à contrôler son orientation) pour lequel les ions seront

rétrodiffusés. Les particules α sont recueillies par le détecteur qui permet de collecter les ions rétrodiffusés avec une résolution de l'ordre de quelque KeV à quelque MeV.

Après codages et amplification, l'acquisition et le traitement des données sont réalisés par ordinateur (en se servant d'un logiciel spécialisé).

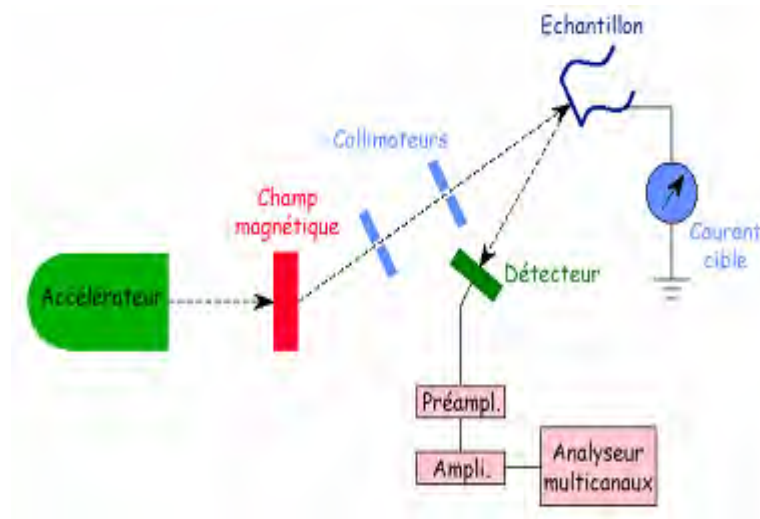


Figure. 21 . Représentation schématique d'un montage RBS [43].

5.3. Modes de fonctionnement de la technique RBS

La technique RBS peut fonctionner selon les deux modes aléatoire ou canalisé (en anglais on parle de Random et channeling). Le choix entre les deux modes dépend de l'expérimentateur, c'est-à-dire du type d'informations qu'il veut obtenir sur le spécimen.

* **Dans le mode Random**, il n'y a aucune direction privilégiée du faisceau incident par rapport à la position des plans cristallins du réseau de l'échantillon (ou cible) [44,45].

* **Dans le mode canalisé**, une direction privilégiée du faisceau incident par rapport à la position des plans cristallins du réseau de l'échantillon (ou cible) est prise en compte.

L'analyse en mode canalisé peut être utilisée pour la détermination de la structure et de la présence des défauts dans les couches minces. Stark et Wendt [46] furent les premiers à avoir remarqué le phénomène de canalisation. Ils ont constaté que lorsque le faisceau d'ions α est parallèle aux plans du réseau cristallin de la cible, les ions pénétraient plus facilement dans le cristal le long des canaux creux bordés de rangées denses que dans toute autre direction. La probabilité de rencontre des particules incidentes avec les noyaux du réseau cristallin, causant la diffusion, est réduite par quelques ordres de grandeur. En d'autres termes, l'effet directionnel lié à la périodicité de réseau agit fortement sur le rendement des processus physiques, car la distribution des paramètres d'impact dépend de l'orientation de la cible par rapport au faisceau incident. On conçoit alors qu'une particule chargée puisse être ainsi renfermée et canalisée dans un tunnel. Dans ce cas, les collisions nucléaires sont peu importantes et le parcours des ions canalisés dans un milieu monocristallin est supérieur à celui des mêmes particules dans un milieu amorphe de même nature. Le phénomène est observé expérimentalement lorsque l'angle entre la direction des particules incidentes et une direction privilégiée de la cible cristalline est faible. La canalisation se manifeste donc pour des déviations à faibles angles.

Par conséquent, dans la direction canalisée, le rendement de la rétrodiffusion est considérablement réduit. Le calcul de ce rendement, dans différentes directions par rapport à l'axe du cristal, nous renseigne sur la structure cristalline de l'échantillon. La canalisation peut nous fournir aussi des informations sur le degré de perfection du cristal, la localisation des impuretés et la nature des défauts dans la cible étudiée et, est unique pour l'étude quantitative du profil en profondeur des défauts d'implantation.

5.4. Principe de la diffusion : le facteur cinématique

Soit un ion (de masse M_1 , de charge Z_1 et d'énergie incidente E_0) qui rétrodiffuse sur un noyau lourd (de masse M_2 , et de charge Z_2) selon la direction θ . La particule incidente diffusée possède une énergie E_1 inférieure à son énergie initiale E_0 , puisque le noyau diffuseur de masse M_2 emporte dans son recul, une énergie de recul E_r (Voir Fig. 22). Du fait de l'élasticité de la réaction, il y a conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement.

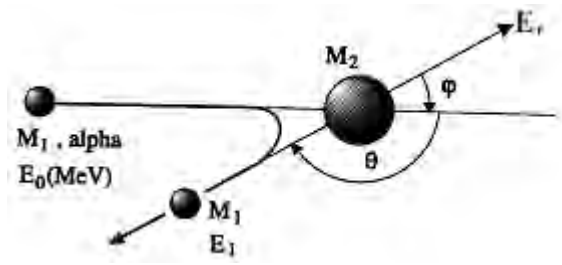


Figure. 22. Principe de la diffusion élastique [47].

La relation cinématique de ce choc s'exprime alors par :

$$E_1 = K_{M_2} E_0 \quad (21)$$

Où : K_{M_2} est le facteur cinématique de rétrodiffusion ; il est défini par la relation 22 :

$$K_{M_2} = \left[\frac{M_1 \cdot \cos \theta + \sqrt{M_2^2 - M_1^2 \cdot \sin^2 \theta}}{M_1 + M_2} \right]^2 \quad (22)$$

La connaissance de E_1 permet donc de déterminer M_2 vu que M_1 , E_0 et θ sont fixés expérimentalement.

5.5. Localisation des espèces en profondeur de la cible

La localisation en profondeur d'un élément dans l'échantillon résulte des pertes d'énergie de la particule incidente avant et après rétrodiffusion.

Soit une cible homogène de masse M_2 . Le faisceau incident arrive sur la cible avec un angle d'incidence θ_1 , et rétrodiffuse avec un angle θ_2 (Voir Fig. 23).

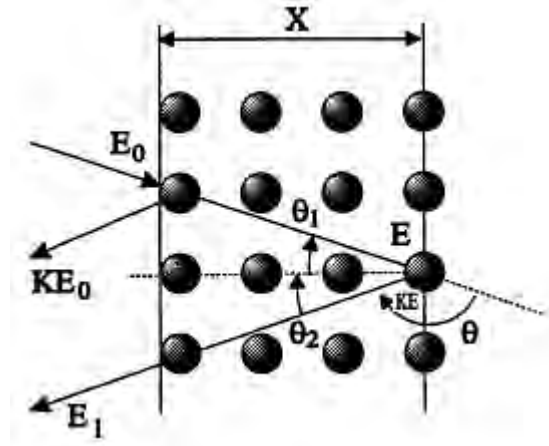


Figure. 23. Représentation schématique de la perte d'énergie des ions en profondeur de la cible [47].

Les particules qui rétrodiffusent à la surface de l'échantillon ont une énergie $K_{M_2}E_0$. Celles qui rétrodiffusent à une profondeur X , elles possèdent une énergie E_1 . La différence d'énergie ΔE est proportionnelles à l'épaisseur x . On écrit alors :

$$\Delta E = K_{M_2} E_0 - E_1 = [S].x \quad (23)$$

Avec :

$$E_1 = K_{M_2} \left(E_0 - S_a X \right) - \left(\frac{x}{\cos \theta_2} \right) S_r \quad (24)$$

Où : $[S]$ est le facteur de perte d'énergie, il est exprimé par la relation (25).

$$[S] = \frac{K}{\cos \theta_1} S_a + \frac{1}{\cos \theta_2} S_r \quad (25)$$

Où : S_a et S_r sont les pouvoirs d'arrêt des particules dans le matériau sur les trajets aller et retour respectivement.

La mesure de ΔE permet alors de connaître la profondeur X à laquelle les particules incidentes ont été rétrodiffusées, et d'en déduire une localisation en profondeur des atomes cibles.

5.6 le pouvoir d'arrêt

Les particules perdent de l'énergie par interactions inélastiques avec les nuages électronique lors de la traversée du cristal. Cette perte d'énergie est fonction de la distance parcourue dans le cristal et du pouvoir d'arrêt du solide. Ce dernier est lui-même fonction du pouvoir d'arrêt de chaque espèce atomique, de la densité du solide et de l'énergie des particules. Toutefois quand l'énergie de la particule varie peu, c'est-à-dire que sa traversée dans le solide est courte (rétrodiffusion sur les noyaux peu profonds) on peut considérer des pouvoirs d'arrêts constants [48].

$$\Delta E = E(x = \Delta x) - E(x) = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{E(x)} \Delta x \quad (26)$$

5.7. La section efficace

Pour une collision ayant lieu en surface, une mesure de l'énergie E (après collision) en fonction de θ permet de remonter à la masse M de l'atome de la cible ayant interagit avec l'ion incident. Dans la limite de l'interaction coulombienne, la probabilité de diffusion dans l'angle solide $d\Omega$ (Voir Fig. 24) (la section efficace $d\sigma/d\Omega$) est égale à [48] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{4E_0 \sin^4 \theta} \frac{\left[\cos \theta + 1 - \left(\frac{M_2}{M_1} \sin \theta \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}}{\left[1 - \left(\frac{M_2}{M_1} \sin \theta \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (27)$$

Où : E est l'énergie de la particule (projectile) avant la rétrodiffusion.

Z_1 le numéro atomique du projectile.

M_1 la masse atomique du projectile.

Z_2 le numéro atomique de l'atome cible.

M_2 la masse atomique de l'atome cible.

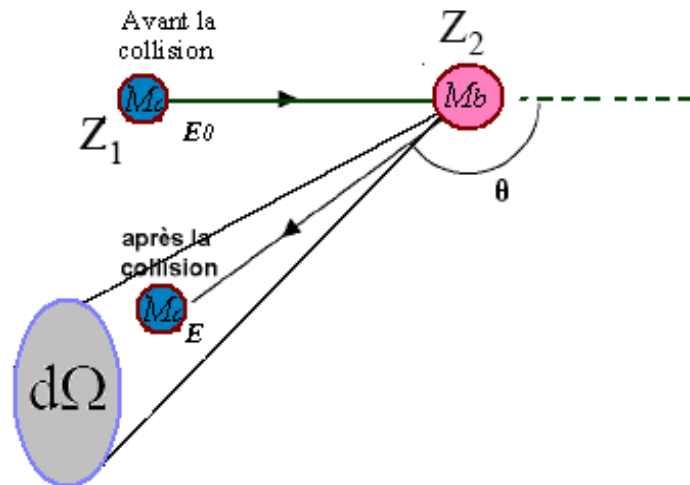


Figure .24. Schéma montrant la rétrodiffusion des particules incidentes par la cible pour un angle de diffusion θ dans un angle de détection $d\Omega$

5.8. Détermination des paramètres liés à l'implantation ionique d'un élément dans une cible.

5.8.1. La dose des ions implantés

On rappelle que le calcul de la concentration d'une impureté A dans un substrat S est déterminé à partir du spectre RBS par la relation suivante (28). Pour illustration, on montre sur la figure 25, le spectre RBS que nous avons obtenu à partir d'un échantillon Si(111) implanté à l'antimoine. Comme on peut le remarquer, en associant les paramètres de ce spectre avec la formule (27), on peut déterminer la dose Nt des ions d'antimoine qui ont été implantés dans la cible [44] .

$$(Nt) = \frac{A_A \sigma_S(E_0)}{H_S \sigma_A(E_0)} \cdot \frac{\Gamma}{[\varepsilon_0]_S} \quad (28)$$

Où : A_A est le rendement d'atomes rétrodiffusées par l'impureté A.

H_S est le rendement du substrat en surface.

$\sigma_S(E)$ est la section efficace de diffusion du substrat.

$\sigma_A(A)$ est la section efficace de diffusion de l'impureté.

Γ est la constante de conversion obtenue par la calibration de la chaîne de détection.

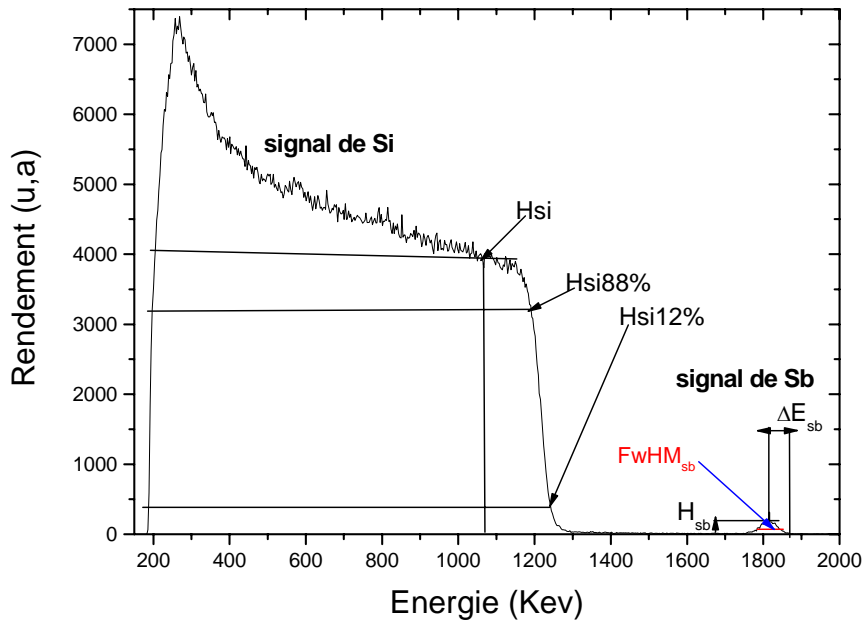


Figure. 25 . Spectre RBS en mode Random des ions α (2 MeV) obtenu à partir d'un échantillon Si (111) implanté à l'antimoine (pour une dose nominale de $1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$).

5.8.2. Le parcours projeté (R_p) des ions implantés dans une cible

Pour déterminer le parcours projeté des ions dans une cible, on utilise la relation (29) [44] en association avec le spectre RBS obtenu. Par exemple, en utilisant les données du spectre de la figure 26, on peut déterminer le parcours projeté (R_p) des ions Sb^+ qui ont été implantés dans la cible Si(111).

$$R_p = \frac{\Delta E_{Sb}}{N_{Si} [\epsilon_0]_{Sb}^{Si}} \quad (29)$$

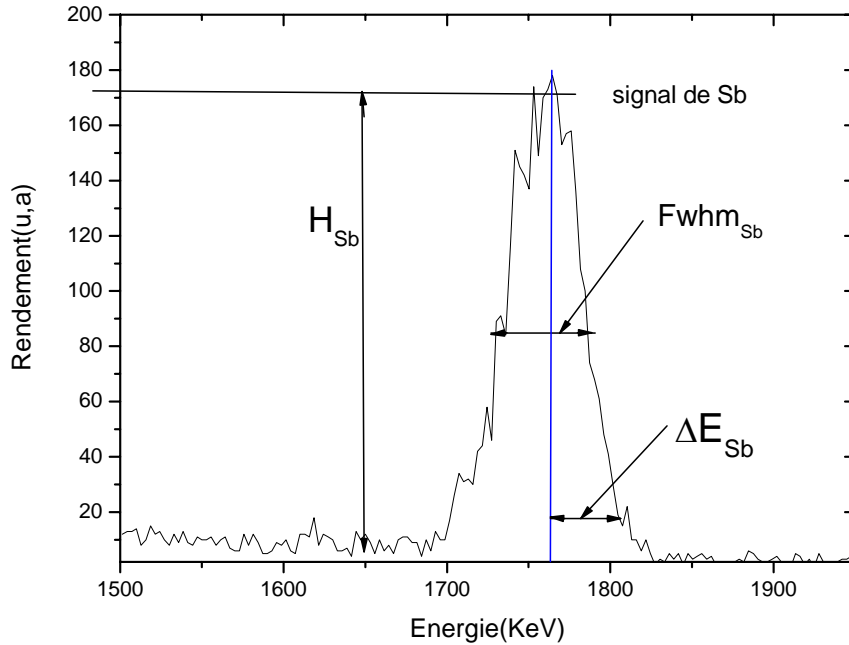


Figure. 26. Spectre RBS en mode Random des ions α (2 MeV) obtenu à partir d'un échantillon Si (111) implanté à l'antimoine ($1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$). On représente le signal d'antimoine seulement.

5.8.3. La déviation standard (ΔR_p) des ions implantés dans une cible

Pour déterminer la déviation standard des ions d'antimoine dans la cible de Si(111), il faut utiliser les spectres des figures 25 et 26 et se servir des relations 30-33 consécutivement [44] :

$$\Delta R_p = \frac{FWHM_{\text{corrigé}}}{2.355 N_{Si} [\epsilon_0]_{Sb}^{Si}} \quad (30)$$

$$FWHM_{\text{corrigé}} = \sqrt{FWHM_{Sb}^2 - FWHM_{Sys}^2 - FWHM_{Z1}^2} \quad (31)$$

$$FWHM_{Sys} = \left| E(0.88\% H_{Si,0}) - E(0.12\% H_{Si,0}) \right| \quad (32)$$

$$FWHM_{Z1}^2 = 2.355^2 4\pi (Z1.e^2)^2 Z_2 N_{Si} R_p \quad (33)$$

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

$FWHM_{Sys}$ est la résolution du système.

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

5.9. Etude d'un spectre RBS en mode canalisé.

L'intensité de rétrodiffusion d'un spectre RBS est amplement affectée par l'alignement du faisceau des particules incidentes (He^+) avec les atomes du monocristal, c'est ce qu'on appelle la canalisation. En effet, si les atomes sont bien alignés avec le faisceau, les particules sont guidées par une série d'interactions à des angles inclinés légèrement par rapport aux rangées ou bien par rapport aux plans atomiques. Par conséquent, la plupart des particules se trouve canalisée. La profondeur de pénétration des ions alpha augmente considérablement avec une rétrodiffusion plus faible [49], le taux par rapport à l'échantillon désorienté pouvant être de deux ordres de grandeur plus faible. Le rapport entre le signal de l'échantillon aligné et le signal désorienté est appelé rendement de rétrodiffusion χ .

Une analyse comparative des spectres alignés par rapport à l'état désorienté permet de comparer le niveau d'endommagement des couches implantées. Ce type d'analyse RBS en mode canalisé (en anglais channeling) est largement utilisé sur des échantillons implantés ainsi dans le cas de recuits après implantation.

L'analyse de l'échantillon désorienté sevrant de référence, il est impératif d'éviter tout phénomène de canalisation involontaire lors de son analyse. Une désorientation précise des axes cristallographiques est assez difficile à réaliser à cause des incertitudes de fabrication (surtout les plaquettes commerciales). L'orientation de l'échantillon doit être changée en permanence afin de présenter une multitude d'orientations cristallographiques, lors de l'analyse par RBS. Cette méthode appelée Random Rotation (rotation aléatoire), est assez moins fréquente dans la RBS classique.

La figure 27 correspondant à un cristal de silicium idéal montrant une direction de canalisation, c'est la direction qui ne contient aucun atome de silicium susceptible de diffuser un ion léger incident. Dans ces directions de canalisation, les ions incidents sont uniquement rétrodiffusés par les atomes de la surface à moins que le cristal contienne des défauts.

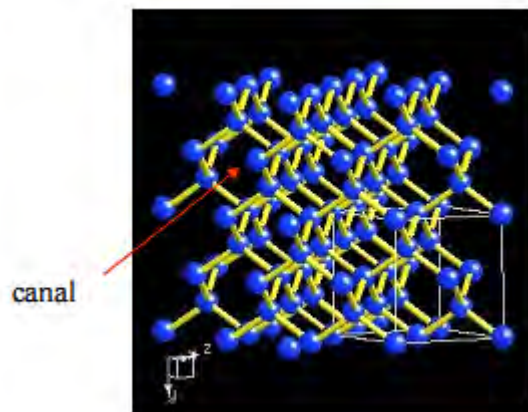


Figure .27. Cristaux de silicium avec une direction de canalisation [50].

Dans le cas de la figure 28, correspondant à un cristal de silicium, il est clair que les rendements de rétrodiffusion RBS dans la direction $\langle 100 \rangle$ et dans une direction quelconque ne sont pas les mêmes. Pour la direction $\langle 100 \rangle$, on remarque un petit pic de rétrodiffusion à cause de la rétrodiffusion sur les atomes de surface puis un rendement de rétrodiffusion faible et constant. Pour une direction quelconque, le rendement de rétrodiffusion est très important et l'aire entre les deux courbes présente la fraction de décanalisation.

Le rendement de rétrodiffusion est compris entre les deux courbes de la figure 28 et une analyse fine du rendement de décanalisation permet de remonter à la concentration de défauts qui sont présents dans le réseau de l'échantillon.

En effet, le rendement de rétrodiffusion n'est pas le même selon la position du défaut et la direction cristallographique explorée. Comme illustré en figure 29, un défaut (de couleur grise) situé en position interstitielle est vu par l'ion incident dans la direction $\langle 01 \rangle$ alors qu'un défaut en position substitutionnelle (voir la figure 29 au centre) est invisible dans la même direction.

En approximation de surface, l'épaisseur résiduelle (ΔX) de la couche endommagée en surface du spécimen peut être estimée en utilisant l'énergie à mi-hauteur (ΔE) du pic de surface (Fig. 28) et la relation (34), [44].

$$\Delta X_{si} = \frac{\Delta E_{si}}{N_{si} [\varepsilon_0]_{si}} \quad (34)$$

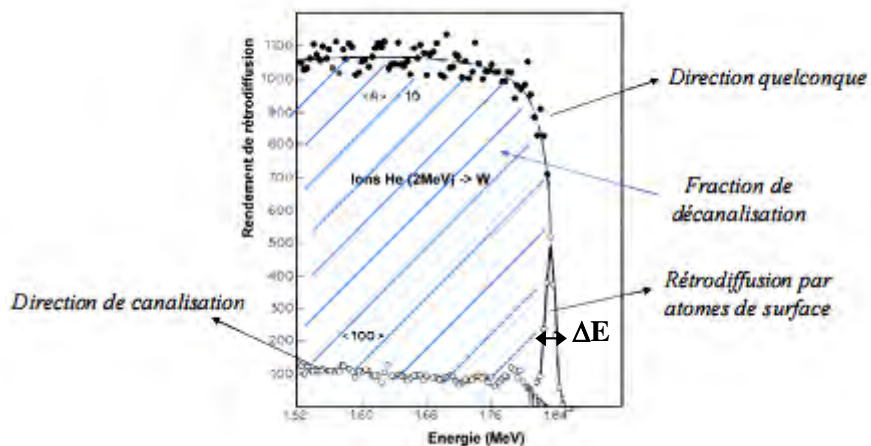


Figure. 28. Rendement de rétrodiffusion RBS obtenu, à partir d'un cristal de silicium, selon la direction $\langle 100 \rangle$ et selon la direction aléatoire [50].

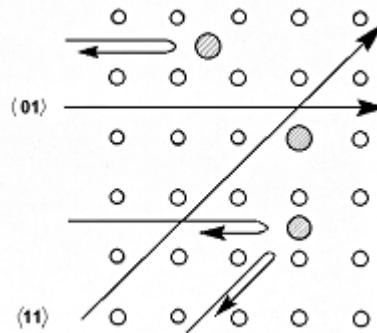


Figure .29 . Rendement de rétrodiffusion en fonction du type de défaut [50].

5.10. Le profil de défauts

En supposant que les atomes sont déplacés de façon aléatoire dans un cristal parfait, la distribution des défauts $n_D(X)$ est donnée par la relation (35) :

$$\chi_D(x) = \chi_R(x) + [1 - \chi_R(x)] \frac{f \cdot n_D(x)}{n} \quad (35)$$

Où : n est la concentration totale du substrat.

f est le facteur de diffusion.

$\chi_R(x)$ est la contribution de la composante Random.

$[1 - \chi_R(x)] \frac{f \cdot n_D(x)}{n}$ est la concentration de la composante canalisée.

5.11. Localisation des atomes dans le cristal

Une des applications les plus utilisées dans la canalisation c'est bien la localisation d'atomes quand le faisceau des particules incidentes arrive parallèlement à un axe du cristal (le rendement de rétrodiffusion passe par un minimum). En effectuant un balayage angulaire autour de l'axe considéré, le rendement augmente jusqu'à une valeur maximale et ensuite il diminue en formant un puit appelé puit de canalisation. Celui-ci joue un rôle important dans la localisation des impuretés dans le cristal. En effet, les impuretés peuvent se trouver dans plusieurs sites : Substitutionnel, petit déplacement, grand déplacement et interstitiel [44].

5.12. Quelques limitations de la technique RBS

a) L'empilement

Lorsque plusieurs particules arrivent au détecteur à des instants très proches, elles peuvent être comptées comme une seule particule d'énergie égale à la somme des énergies individuelles. Cela se traduit sur les spectres RBS, dans les hautes énergies, par une queue devant le front de l'espèce atomique la plus lourde. Ce phénomène est d'autant plus important que le nombre de particules arrivant au détecteur est grand. On y remédie en diminuant l'intensité du faisceau [44].

b) La résolution

La résolution de la technique RBS est essentiellement déterminée par le système d'acquisition (détecteur + chaîne d'amplification). Lorsque le détecteur est bombardé par des particules monocinétiques, la réponse de la chaîne d'acquisition est une gaussienne centrée sur l'énergie des particules.

Le spectre RBS expérimental est la convolution du spectre théorique avec cette résolution machine. C'est ce qui explique que les couches minces ne soient pas des pics mais des gaussiennes et que les fronts des marches ne soient pas parfaitement verticaux. La résolution est la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la gaussienne. Les pertes d'énergie des particules lors des collisions inélastiques avec les nuages électroniques sont sujettes à des fluctuations statistiques. Toutes les particules ne perdent pas exactement la même énergie pour une même profondeur de traversée dans le cristal. Ce phénomène, appelé straggling, place une limite à la résolution en énergie. Toutefois, pour les particules 4He^+ de 2 MeV, son effet est limité et reste négligeable pour des profondeurs inférieures à environ 200 nm.

c) La rugosité

Le spectre RBS d'un échantillon rugueux peut dévier de celui attendu quand on suppose que la surface et, de façon générale, toutes les interfaces sont planes. En particulier l'analyse d'une surface recouverte de cristallites de différentes épaisseurs peut conduire à des artefacts de profils de diffusion. Il est évident que de tels effets sont à éviter quand on cherche justement à mesurer des profils de diffusion

5.13. Simulation par RUMP

Les résultats de l'analyse par RBS se présentent sous la forme de spectres comportant l'énergie des particules rétrodiffusées. Pour obtenir les informations quantitatives sur le spécimen, on a recours à la simulation des spectres obtenus. Le logiciel le plus généralement utilisé est le RUMP (Rutherford Universal Manipulation Program) [51]. Il permet de traiter le spectre des données brutes et de faire la comparaison avec un spectre simulé par l'ordinateur. Le logiciel possède une base de donnée regroupant toutes les valeurs d'énergie de rétrodiffusion des ions en fonction des atomes rencontrés ainsi que les algorithmes de perte d'énergie dans les couches traversées.

Pour mettre en œuvre le logiciel, nous devons introduire les angles d'incidence et de détection des faisceaux. Le logiciel nécessite également les valeurs de correspondance entre les canaux d'acquisition et l'énergie ainsi que la sensibilité des détecteurs. Ces derniers paramètres peuvent être modifiés après une première simulation. Il est alors possible d'effectuer des interactions atomiques, dont les variables sont les épaisseurs des couches et les compositions, jusqu'à ce que le spectre simulé corresponde précisément au spectre de données brutes. Il ne reste plus qu'à extraire les valeurs de la composition déterminée par le logiciel en fonction de chacune des couches.

5.14. Conditions expérimentales mises en œuvre durant les analyses par RBS.

Nous avons réalisé les analyses RBS dans un accélérateur Van de Graff appartenant au laboratoire COMENA d'Alger (Ex. HCR). Nous avons travaillé exclusivement avec un faisceau d'hélium 4He^+ accélérés à 2 MeV. Le diamètre du faisceau était suffisamment petit (environ 0.5 mm) pour que les particules incidentes soient ciblées sur la surface des

échantillons. Les particules α ont été récoltées par un détecteur à barrière de silicium placé à un angle de retrodiffusion de 165° .

Chapitre 3

Simulation des interactions

Des ions incidents avec

Une cible de silicium

1. Introduction

Pour simuler les interactions entre les ions incidents et la cible de silicium, nous avons utilisé le code SRIM2006 (Stopping and Range of Ions in Matter) dont la version accessible sous DOS est appelée TRIM (Transport of Ions in Matter) (Voir Annexe 2). Le logiciel est basé sur les méthodes de Monté Carlo, et il consiste à simuler les collisions successives entre deux espèces pour pouvoir estimer l'emplacement des ions implantés et les déplacements des atomes de la cible. Par cette simulation nous avons pu prévoir plusieurs phénomènes: distributions des ions implantés, distribution des défauts générés (lacunes, phonons), etc.

2. Conditions utilisées lors de la simulation par SRIM2006

Au cours de la simulation par SRIM2006, nous avons utilisé le type de calcul appelé "Ion Distribution and Quick Calculation of Damage" qui est basé sur le formalisme de Kinchin-Pease [53,54]. Avant d'exécuter le programme, nous avons fait le choix de certains paramètres pour nous rapprocher au mieux du cas réel.

Dans une première étape, nous nous sommes intéressés à la prédiction des pouvoirs d'arrêt électronique et nucléaire de différentes espèces (phosphore, arsenic et antimoine) dans une cible de silicium. L'idée était de faire une comparaison entre les dopants généralement utilisés (phosphore et arsenic) et l'antimoine qui est fait l'objet de notre recherche.

Au cours de la seconde étape, nous nous sommes mis dans le cas particulier de l'interaction antimoine-silicium. Nous avons supposé une cible de Si de 10000 Å d'épaisseur sur laquelle nous avons introduit une couche très mince d'oxyde SiO₂ de 15 Å d'épaisseur. Cet oxyde a été inclus pour représenter le phénomène de contamination par l'oxygène quand le silicium est en contact direct avec l'air. C'est l'oxyde de silicium natif qui est très connu dans le domaine des semi-conducteurs (*i.e.* le silicium). Concernant les ions d'antimoine nous avons choisi un nombre $N = 99999$ qui est le nombre par défaut proposé par SRIM. On note qu'il est possible de choisir un nombre N plus élevé, mais nous avons remarqué que les résultats obtenus sont identiques mais le temps de calcul est nettement plus élevé. L'énergie et la dose des ions d'antimoine ont été fixées à 120 keV et $1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+ \text{ cm}^{-2}$. Pour ce qui est 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 7° et 0° .

3. Simulation des pouvoirs d'arrêt des ions dans la cible

Comme nous l'avons mentionné au chapitre 1, les ions qui heurtent la cible sont freinés suite à deux types d'interactions : électronique et nucléaire. A partir de la figure 30, correspondant au cas de l'interaction des ions d'antimoine avec une cible de silicium, on distingue que l'évolution du pouvoir d'arrêt électronique est différente que celle relative au pouvoir d'arrêt nucléaire. En effet :

- le pouvoir d'arrêt électronique **E2** (Fig. 30 (—)) est caractérisé par une allure sensiblement proportionnelle à l'énergie de l'ion. Notons que ce type d'interaction inélastique ne produit pas directement le déplacement d'atomes ;
- le pouvoir d'arrêt nucléaire **E1** (Fig. 30 (—)) est caractérisé par deux zones distinctes. A basses énergies ($E < 2000$ keV), le ralentissement nucléaire est plus important que le ralentissement électronique. Notons que ce type d'interaction élastique peut entraîner une cascade de chocs secondaires pouvant induire des déplacements d'atomes dans le matériau cible. Sur la figure 30, on indique trois points particuliers (1,2 et 3) délimitant approximativement les différents mécanismes d'arrêt. Le point 1 correspond au maximum du pouvoir d'arrêt nucléaire. Au point 2, on s'aperçoit que les pouvoirs d'arrêts électronique et nucléaire sont similaires, il correspond à une énergie de 2000 keV. Finalement, pour la zone indiquée par le point 3, le pouvoir d'arrêt des ions est principalement gouverné par les interactions inélastiques provenant des interactions électroniques.

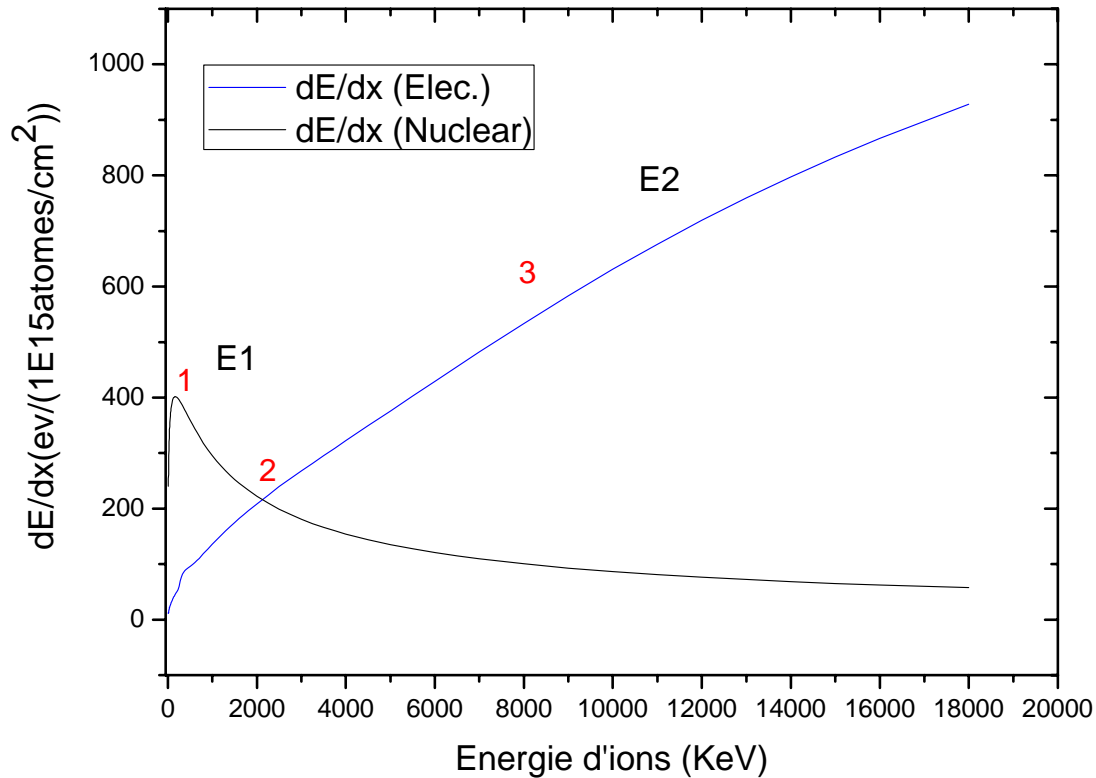


Figure .30. Simulation des pouvoirs d'arrêt (nucléaire et électronique) des ions Sb^+
 Dans une cible de Si.

D'autre part, nous nous sommes intéressés à simuler les pouvoirs d'arrêt (électronique et nucléaire) pour différents types d'ions (antimoine, arsenic et phosphore). Notre idée était d'établir une comparaison entre les différents dopants (de type donneur) utilisés dans la technologie des circuits intégrés à base de silicium. Sur la figure 31, montrant l'évolution du pouvoir d'arrêt électronique, on s'aperçoit que plus l'ion est léger ($m_P < m_{As} < m_{Sb}$) plus les interactions électroniques sont dominantes. D'autre part, il est clair que ces interactions inélastiques sont proportionnelles à l'énergie incidente des ions

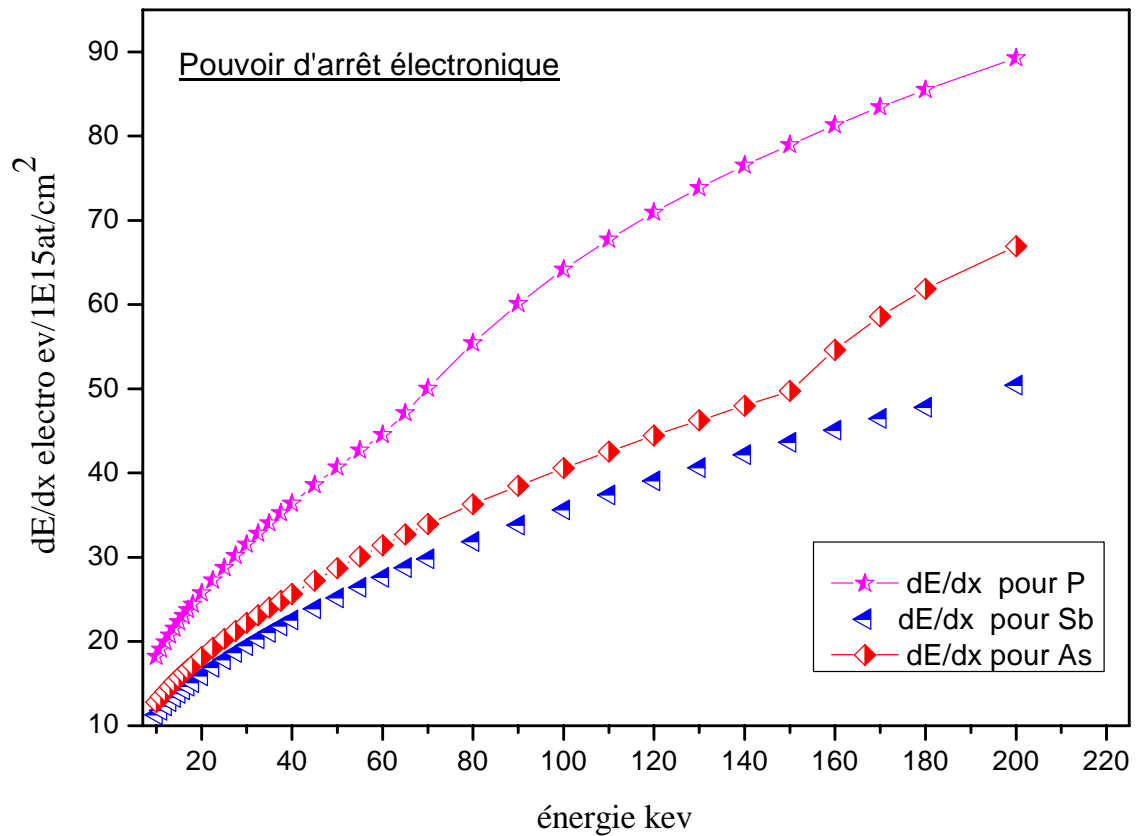


Figure .31. Prédications SRIM des pouvoirs d'arrêt électronique de différentes espèces (P^+ , As^+ et Sb^+) en fonction de l'énergie d'accélération des ions.

En contrepartie, sur la figure 32 on montre l'évolution du pouvoir d'arrêt nucléaire en fonction de l'énergie d'accélération des différents ions (P^+ , As^+ et Sb^+). Pour ce type d'interactions élastique, on s'aperçoit que plus l'ion est lourd ($m_{Sb} > m_{As} > m_P$) plus les interactions nucléaires sont dominantes. D'autre part, il est clair que ces interactions sont d'autant plus importantes que l'énergie incidente des ions est élevée.

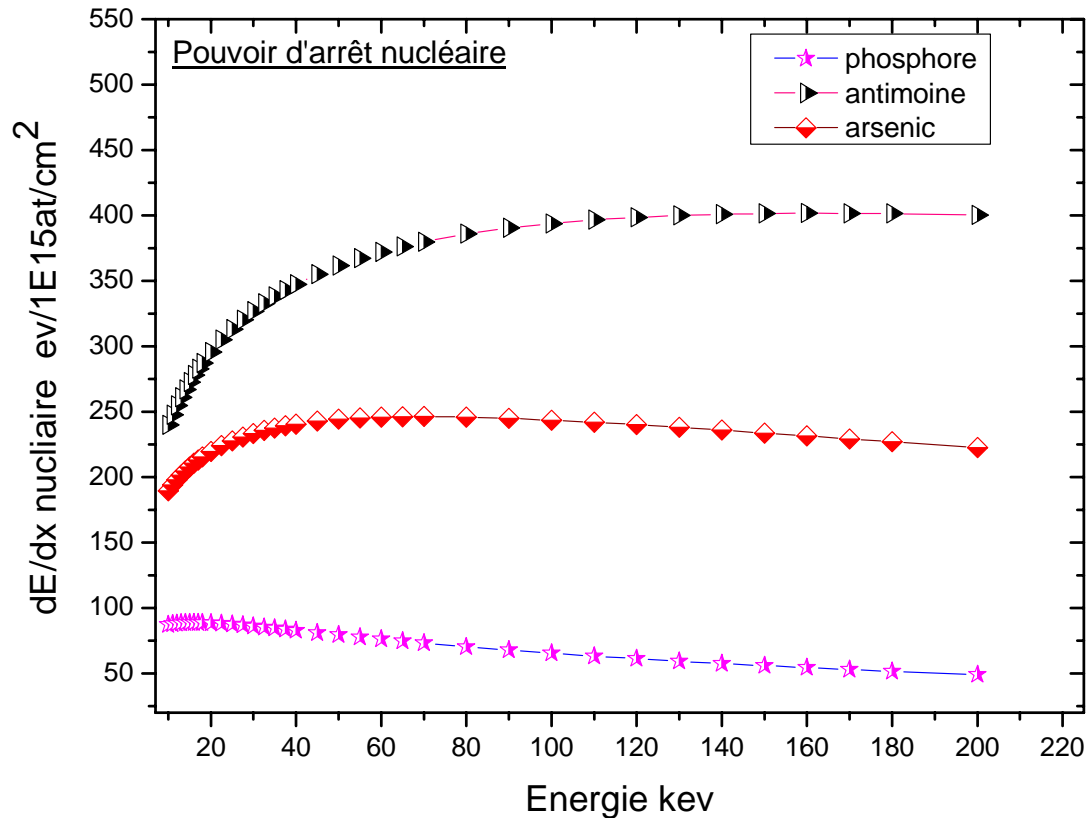


Figure .32. Prédictions SRIM des pouvoirs d'arrêt nucléaires de différentes espèces (P⁺, As⁺ et Sb⁺) en fonction de l'énergie d'accélération des ions.

4. Simulation des paramètres (R_p , ΔR_p et R_{\perp}) des ions dans la cible de Si

Grâce à SRIM2006, nous avons pu estimer les différents paramètres liés à l'implantation ionique des ions dans la cible de Si (le parcours projeté R_p , la déviation standard ΔR_p et la déviation latérale ΔR_{\perp}). Sur la figure 33, on reporte l'évolution des différents paramètres en fonction de l'énergie incidente des ions d'antimoine. A partir des différentes courbes, on s'aperçoit que plus l'énergie des ions est importante plus les ions s'enfoncent profondément dans la cible.

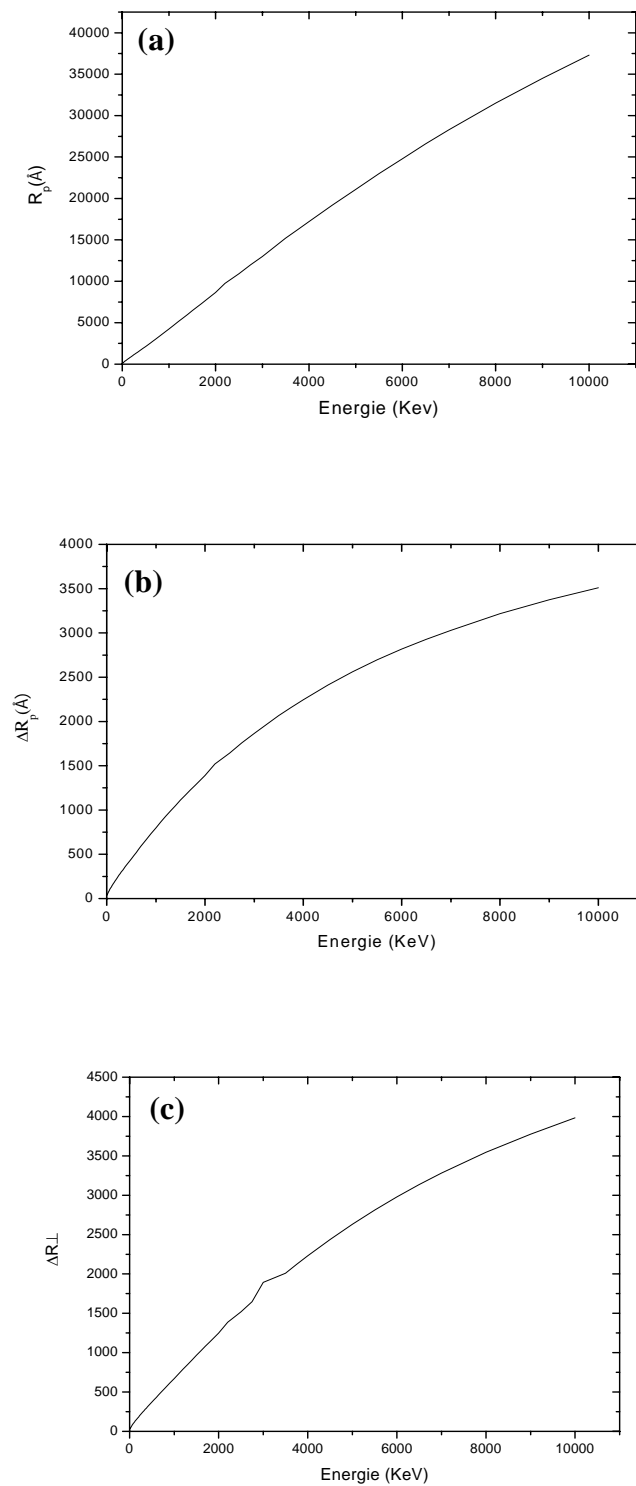


Figure. 33. Simulation TRIM des paramètres liés à l'implantation ionique (dans Si) en fonction de l'énergie incidente des ions Sb^+ . (a) parcours projeté R_p , (b) déviation standard ΔR_p , (c) la déviation standard latérale ΔR_L

Pour établir une comparaison entre les différentes espèces généralement utilisées pour le dopage de Si par le type n, on reporte sur la figure 34 l'évolution des différents paramètres (le parcours projeté R_p , la déviation standard ΔR_p et la déviation latérale ΔR_{\perp}) en fonction de l'énergie incidente des ions de phosphore, d'arsenic et d'antimoine. A partir des différentes courbes, il est clair que plus l'ion est léger plus il s'enfonce profondément dans la cible. Comme la technologie des circuits intégrés exige la minimisation de ces différents paramètres, on conclut que l'antimoine est l'espèce la plus intéressante.

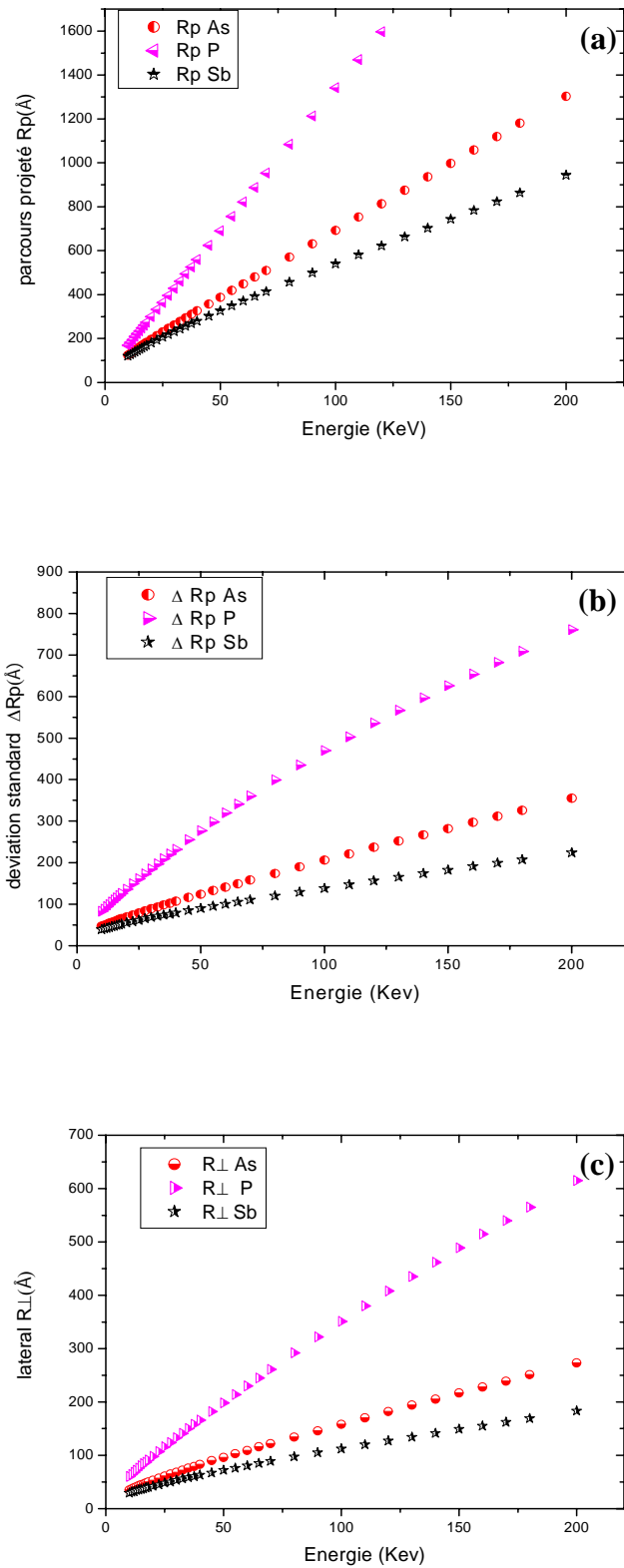


Figure .34. Simulation TRIM des paramètres liés à l'implantation ionique (dans Si) en fonction de l'énergie incidente des ions P⁺, As⁺ et Sb⁺. (a) parcour projeté R_p , (b) déviation standard ΔR_p , (c) la déviation standard latérale ΔR_{\perp}

5. Simulation de la redistribution des ions Sb^+ dans la cible silicium

5.1. Distribution des ions en profondeur de la cible de silicium

Sur la figure 35, on reporte la distribution à deux dimensions des ions d'antimoine (120 keV) délivrée par le logiciel SRIM2006 dans la cible de Si. Chaque ion est représenté par sa trajectoire (en trait rouge) et par sa position finale (en point noir). La redistribution finale de tous les ions est sous la forme d'une poire centrée à une profondeur d'environ 600 Å.

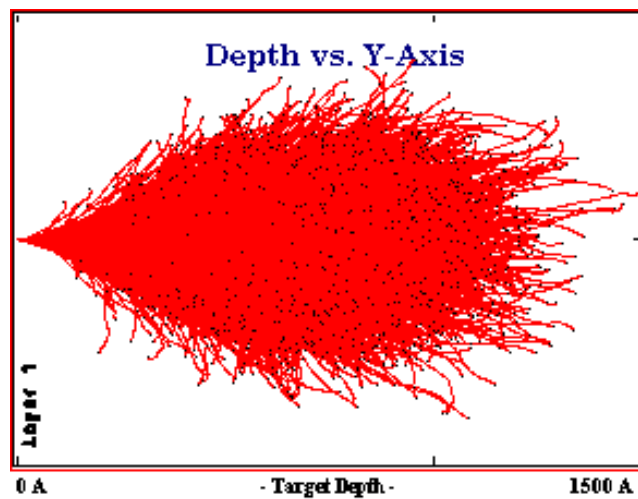


Figure .35. Redistribition à deux dimensions des ions d'antimoine (120 keV) délivrée par le logiciel SRIM2006 dans la cible de Si. On reporte le cas de 19000 ions suivant l'axe Y-X

Pour mieux visualiser la redistribution de la figure 35, on reporte sur la figure 36 la probabilité de présence de chaque ion dans la cible de Si. On note que le profil de la figure 35 est fourni directement par l'interface du logiciel. En plus, les paramètres essentiels sont déclarés directement sur la figure. Ainsi, on conclut que les ions d'antimoine sont répartis selon une loi gaussienne dans le substrat de silicium.

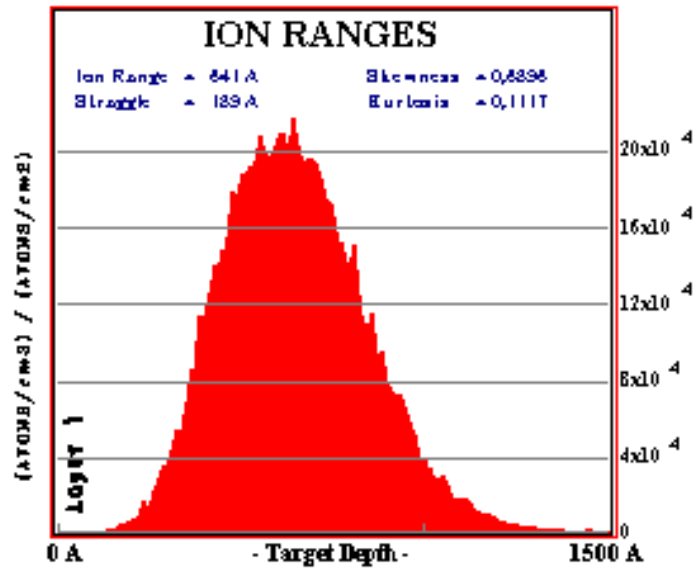


Figure. 36. Probabilité de présence de chaque ion Sb^+ implanté (à 120KeV) dans le Silicium.

L'allure est fournie pour 19000 ions de Sb^+ .

Pour étudier avec précision le profile des ions dans la cible de Si, nous avons utilisé les résultats fournis par SRIM pour un nombre d'ions plus élevé ($N = 99999$). Sur la figure 37, on reporte le profile obtenu pour une énergie de 120 keV et une dose de $1.6 \times 10^{15} Sb^+cm^{-2}$. Notons que le profile de la figure 37 est obtenu pour une orientation de la cible (par rapport au faisceau d'ions) de 7° . En rajoutant au profile simulé un fit de type gaussien (Fig. 37, (—)), On remarque que les deux courbes sont en parfait accord ce qui est en accord avec les notions données en chapitre I. Concernant les paramètres que nous avons pu estimer à partir du profile simulé, ils sont tous en accord avec ceux fournis par les Data tabulés [53,55]. En effet, le pic du profile correspond à une profondeur R_p approximativement égale à 600 Å. Pour ce qui est de la largeur à mi hauteur (qui donne l'élargissement du profil autour du maximum de la concentration), nous avons trouvé une déviation standard ΔR_p égale à 200 Å. Par ailleurs, pour les deux autres moments (le skewness (γ) et le kurtosis (β)), nous avons obtenu les valeurs suivantes: $\gamma = 0.4075$ et $\beta = 3.0663$. Ces valeurs sont très proches des valeurs théoriques (correspondant à une distribution Gaussienne : $\gamma \approx 0$, $\beta \approx 3$). Tout de même, la valeur ($\beta \approx 3$) indique que le profile de concentration est légèrement décalé vers la profondeur de la cible.

Pour ce qui est du skewness, son signe positif signifie qu'il n'y a pas de symétrie parfaite pour le pic de la distribution.

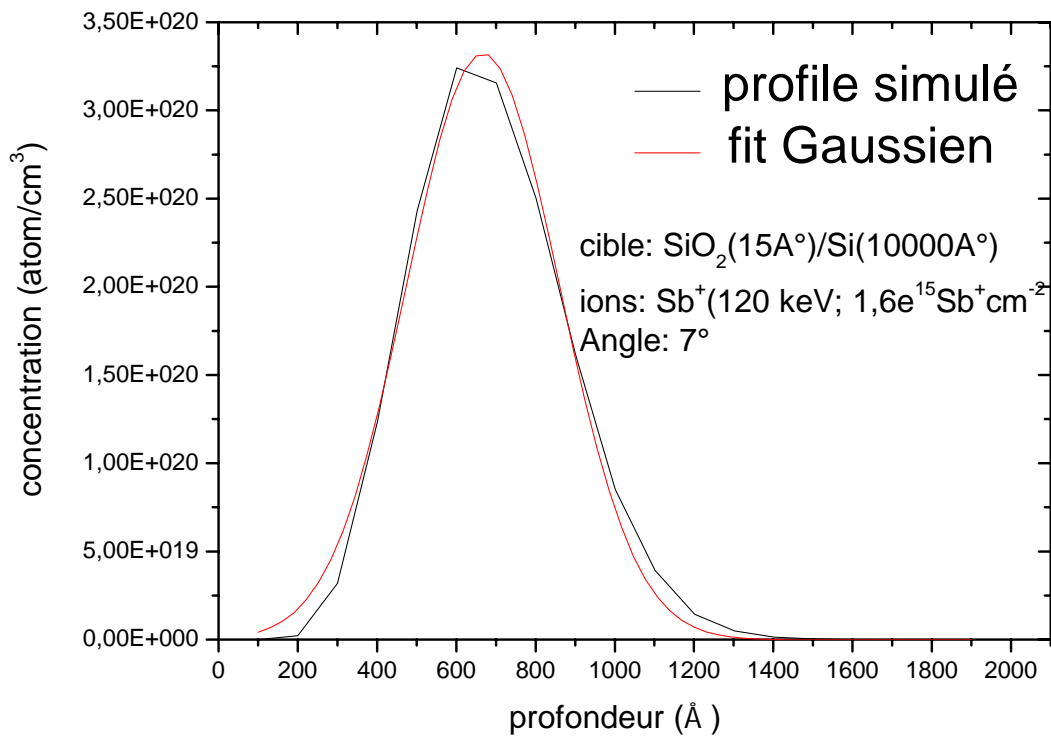


Figure .37. Redistribution des ions Sb⁺ (120 keV, $1,6 \times 10^{15}$ Sb⁺cm⁻²) en profondeur de la cible de Si. Profil simulé (—) ; fit gaussien (—).

5.2. Distribution latérale des ions Sb⁺ dans la cible Si

Sur la figure 38, on reporte la coupe transversale, délivrée par le logiciel SRIM2006, de la distribution des ions d'antimoine (120 keV) dans la cible de Si. Chaque ion est représenté par sa trajectoire (en trait rouge) et par sa position finale (en point noir). La redistribution finale de tous les ions est sous la forme d'une sphère de rayon approximativement égal à 750 Å.

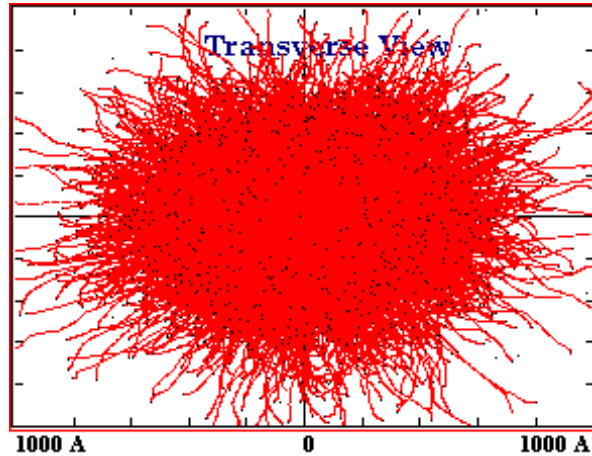


Figure .38. Coupe transversale des ions d'antimoine (120 keV) délivrée par le logiciel SRIM2006 dans la cible de Si. On reporte le cas de 9000 ions suivant l'axe Y-Z.

Grâce à SRIM2006, nous avons également pu établir l'évolution de la distribution et de la déviation latérales des ions d'antimoine dans la cible de Si. Ces distributions sont très importantes surtout dans le cas de l'utilisation des masques durant la technologie des circuits intégrés. Sur les figures 39 & 40, on reporte l'évolution de ces grandeurs en fonction de la profondeur et de l'orientation de la cible. A partir des différentes courbes, on s'aperçoit qu'une orientation de 0° conduit à de meilleurs résultats.

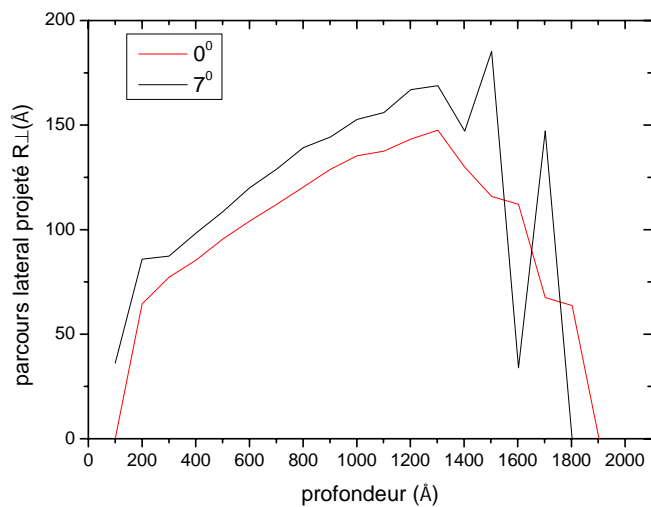


Figure .39. Parcours projetés latéraux R_{\perp} des ions d'antimoine en fonction de la profondeur de la cible. Cas de deux angles d'orientation ($\theta = 0^\circ$ et $\theta = 7^\circ$)

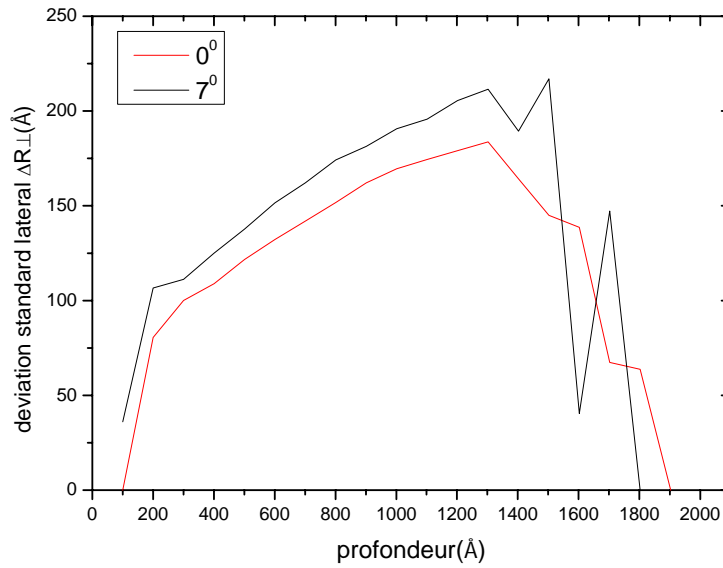


Figure .40. Déviations standards ΔR_{\perp} des ions d'antimoine en fonction de la profondeur de la cible. Cas de deux angles d'orientation ($\theta = 0^{\circ}$ et $\theta = 7^{\circ}$)

Sur le tableau suivant on récapitule les informations principales obtenues pour le parcours projeté latéral R_{\perp} et de la déviation standard ΔR_{\perp} des ions Sb^{+} (dose = $1.6 \times 10^{15} Sb^{+}/cm^2$, énergie = 120 KeV) dans la cible (SiO_2 (15Å) sur Si (10000 Å)) avec des angles d'orientation 0° et 7° . A partir de ce tableau, on conclut qu'une orientation de 0° conduit à de meilleurs résultats.

	R_{\perp} (Å)	ΔR_{\perp} (Å)
$\theta = 7^{\circ}$	127.573	161.961
$\theta = 0^{\circ}$	110.62	141.280

Tableau .1. Principaux résultats, fournis par TRIM, concernant le parcours projeté latéral R_{\perp} et de la déviation standard latérale ΔR_{\perp} des ions Sb^{+} dans une cible de Si (orientée selon deux directions : $\theta = 7^{\circ}$ & $\theta = 0^{\circ}$)

6. Simulation des défauts induits par implantation ionique de l'antimoine dans la cible de Si

Au cours du chapitre I, nous avons mentionné qu'au cours de l'implantation ionique, plusieurs effets secondaires sont générés dans la cible. Ces effets sont appelés perturbations et ils se présentent sous forme de défauts : la formation de lacunes, phénomènes d'ionisation, production de phonons etc.

6.1. Processus de perte d'énergie de l'ion projectile

Lorsque les ions primaires heurtent la cible, (Voir Chap. I), nous avons vu que ces ions perdent leur énergie par chocs successifs avec les atomes du matériau. Ainsi, plusieurs perturbations sont générées et chaque ion primaire peut extraire un atome cible de son site. Ce dernier est dit atome de recul et peut à son tour extraire d'autres atomes de leurs sites. Les phénomènes de collisions progressent jusqu'à épuisement de l'énergie incidente des ions primaires. Sur la figure 41, on prévoit les processus de perte d'énergie des ions primaires et d'absorption de l'énergie par les atomes de la cible. A partir de cette figure, on voit que toute l'énergie transférée par les ions primaires est absorbée par la cible. Le phénomène est maximal à une profondeur de 100 Å (proche de la surface).

Sur la figure 42, on reporte l'évolution de l'énergie transférée aux atomes de reculs en fonction de la profondeur de la cible. Cette figure est délivrée directement par le logiciel SRIM2006.

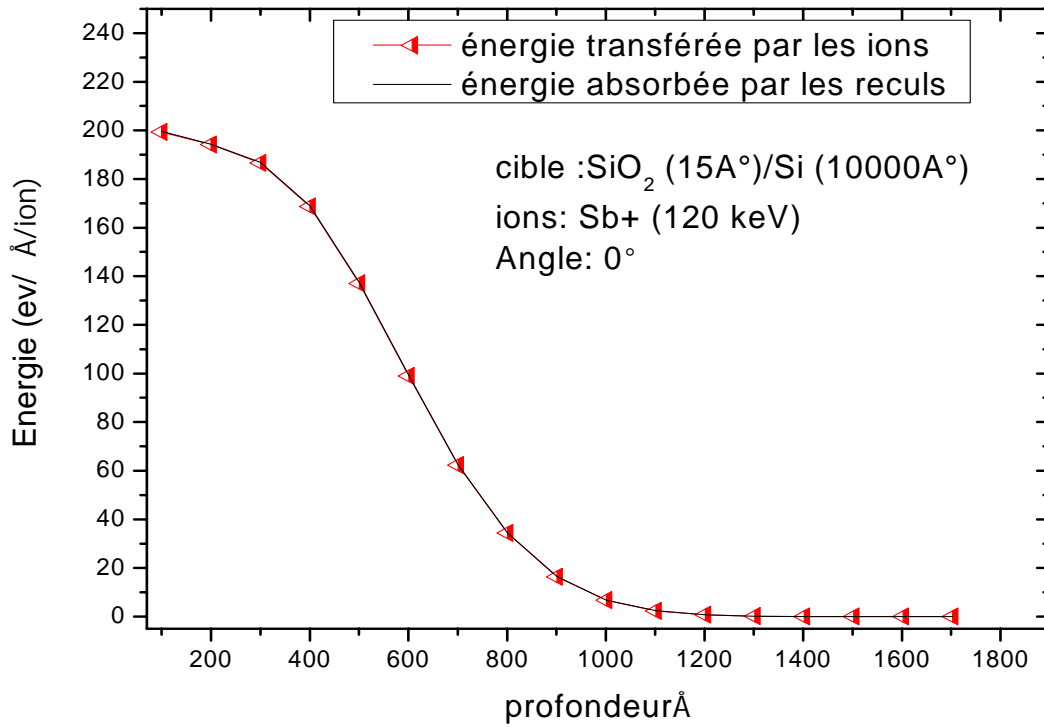


Figure. 41. Evolution de l'énergie transférée (par les ions Sb⁺) et de l'énergie absorbée (dans le matériau cible (Si)).

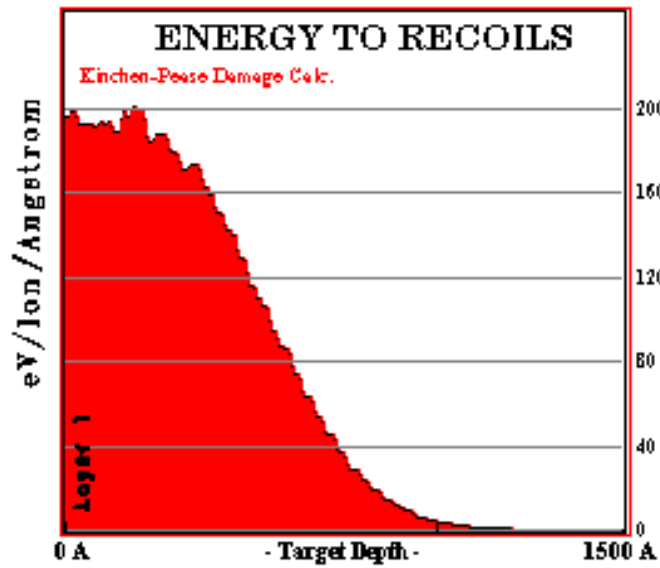


Figure. 42. Evolution de l'énergie transférée aux atomes de recoils en fonction de profondeur de la cible de Si.

6.2. La production de phonons

Au cours des interactions de l'antimoine avec la cible, cette dernière 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 43, on représente la redistribution des phonons générés par les ions primaires (a) et par les atomes de reculs (b). Les deux profils de distribution suivent une distribution de type gaussien. Dans le cas de la génération par les ions, le profil des phonons est centré à une profondeur moyenne de 500 Å en dessous de la surface avec une concentration de 9.55×10^{22} phonon/cm³, (Fig. 43, a)). Cependant, dans le cas de la création des phonons par atomes de reculs, la profondeur moyenne trouvée est de 200Å en dessous de la surface et une concentration de 2×10^{25} phonon/cm³, (Fig. 43, b)). Ainsi, il est clair que le phénomène est plus important dans le cas d'atomes de reculs vu que le nombre de ces derniers est toujours plus important que le nombre d'ions incidents.

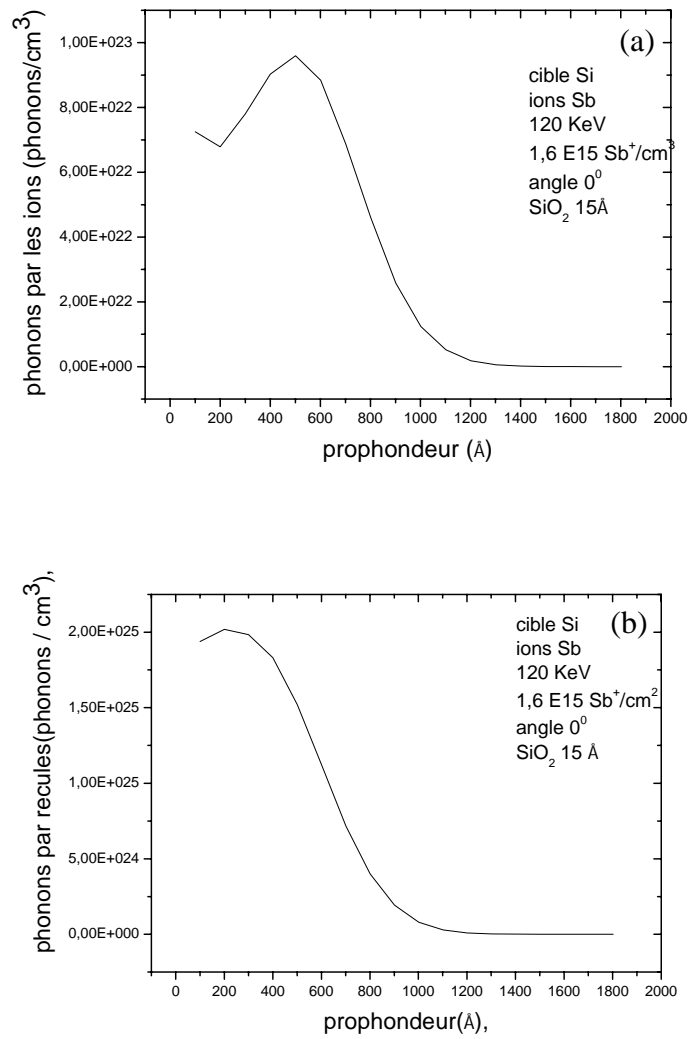


Figure.43. Redistributions de phonons dans une cible ((SiO₂ (15 Å) sur Si (10000 Å)) implantée par des ions Sb⁺ (1.6×10^{15} Sb⁺ cm⁻², 120 keV).

(a) création par ions primaires ; (b) création par atomes de reculs.

6.3. Phénomène d'ionisation

Le phénomène d'ionisation dans la cible est représenté sur la figure 44. 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. 44a (—●—)) que par les atomes de reculs (Fig. 44a (—■—)). D'après cette figure, le phénomène est plus important dans le cas relatif aux atomes de reculs. En effet, le nombre de ces derniers est toujours plus important que le nombre d'ions incidents. Sur la figure 44 b, on reporte la figure délivrée directement par le logiciel pour 19000 ions.

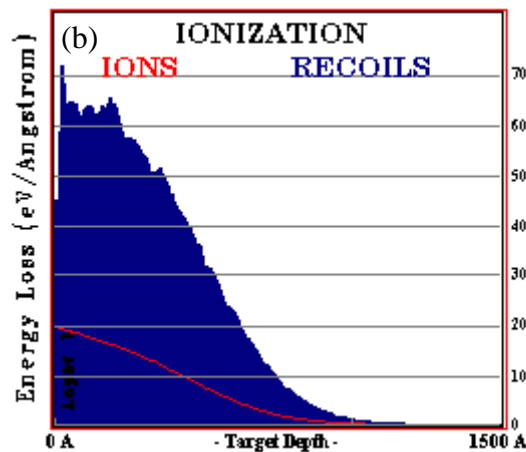
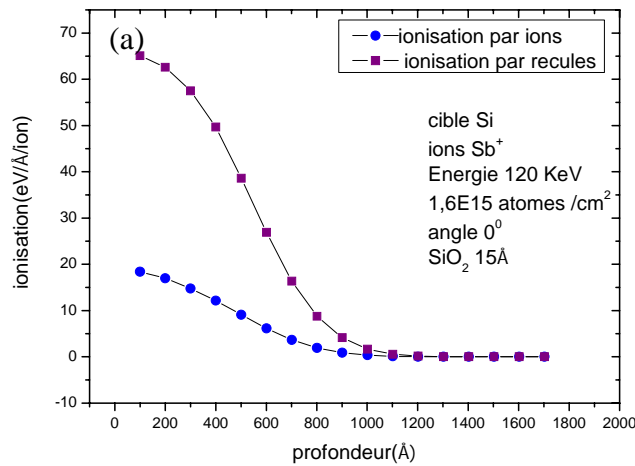


Figure. 44. (a) Simulation par SRIM2006 du phénomène d'ionisation dans une cible ((SiO₂ (15 Å) sur Si (10000 Å)) implantée par des ions Sb⁺ (1.6×10^{15} Sb⁺ cm⁻², 120 keV) ; (—●—) création par ions primaires ; (—■—) création par atomes de reculs.

(b) Figure délivrée directement par le logiciel pour 19000 ions.

6.4. La formation des lacunes

Comme nous l'avons vu au chapitre I, si l'énergie communiquée à l'atome cible (par les ions Sb^+) est supérieure à l'énergie seuil de déplacement (E_d), l'atome de silicium est éjecté suffisamment loin de son site et n'y revient pas immédiatement. Pour tous les semi-conducteurs, la valeur reportée de E_d est égale 15 eV. Par ailleurs, si l'énergie transférée à l'atome cible est suffisamment grande, celui-ci peut à son tour déplacer d'autres atomes qui seront dits atomes de reculs. La densité du profil 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 [17]. Sur la figure 45, on représente les profils simulés de redistribution des lacunes créées par les ions primaires (Fig. 45 a)) et par les atomes de reculs (Fig. 45 b)). Pour illustration du mode de fonctionnement du logiciel SRIM2006, on reporte sur la figure 45 c), la figure qu'il a délivré pour 19000 ions primaires. Toutes les distributions obtenues peuvent être décrites par des lois gaussiennes centrées à une profondeur R_D . Dans le cas de la formation par ions primaires, la redistribution est centrée à $R_D = 199.247 \text{ \AA}$ (en dessous de la surface) avec une concentration maximale de 5.47×10^{23} lacunes/cm³. Notons que le parcours projeté R_D est inférieur à 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 reculs, elles possèdent également une distribution gaussienne centrée à $R_D \cong 204.5 \text{ \AA}$ en dessous de la surface et une concentration de 1.37×10^{24} lacunes/cm³ (Fig. 45, 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 reculs produits. En effet, chaque ion incident peut produire un nombre élevé d'atomes de reculs responsables de la création de plusieurs lacunes.

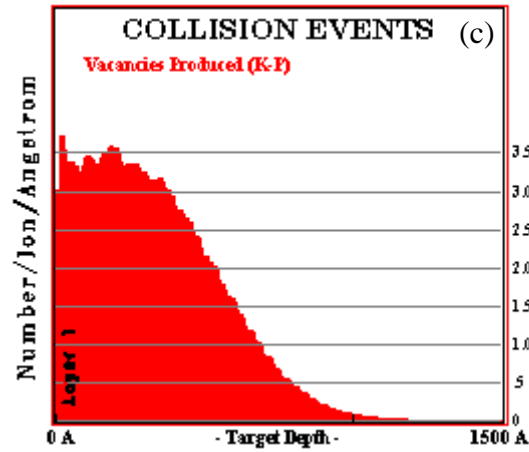
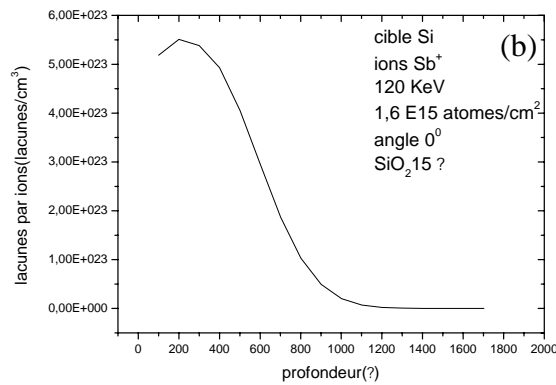
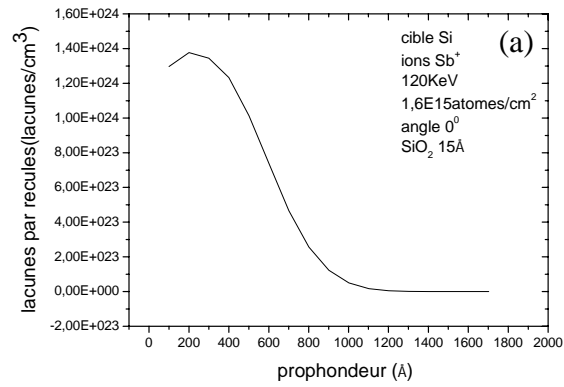


Figure .45. Redistributions des lacunes dans une cible ((SiO₂ (15 Å) sur Si (10000 Å)) implantée par des ions Sb⁺ (1.6×10¹⁵ Sb⁺cm⁻², 120 keV) ; (a) création par ions primaires ; (b) création par atomes de reculs ; (c) Figure délivrée par le logiciel pour 19000 ions.

7. Conclusion partielle

Au cours de ce chapitre, plusieurs phénomènes ont été prévus par simulation en utilisant le logiciel SRIM 2006 lequel est fondé sur les méthodes de Monté Carlo. Les collisions, entre les ions primaires et une cible de Si amorphe ont été étudiées pour une large gamme d'énergie d'ionisation et différentes espèces de dopants (phosphore, arsenic, antimoine). Comme l'antimoine présentait des résultats intéressants (profondeur de pénétration minimale dans la cible) un intérêt particulier a été porté à cette espèce. 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 ΔR_p , le parcours latéral R_{\perp} , etc. L'étude de la formation de défauts a particulièrement 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 4

**Etude expérimentale de l'implantation
ionique de l'antimoine dans
Une cible de silicium**

1. Introduction

Dans ce chapitre nous allons exposer et discuter les résultats expérimentaux obtenus par les techniques mises en oeuvre au cours de ce travail. Pour rappel, nous avons fait appel à différentes méthodes expérimentales : la DRX, la mesure d'épaisseur par palmer numérique, la mesure de résistivité par la méthode des quatre pointes et la RBS en modes random et canalisé. Comme nous allons le voir, La RBS nous a permis d'estimer différents paramètres de l'implantation ionique de Sb^+ dans Si (dose, R_p , etc.). En plus, elle nous a permis d'étudier avec précision les défauts qui ont été générés dans les cibles (suite à l'implantation ionique) et leur guérison par le traitement thermique effectué. Par la méthode DRX, nous avons pu 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, elle nous a servi à étudier l'activation électrique des dopant.

2. Préparation des échantillons

Les spécimens 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 $1.6 \times 10^{15} \text{Sb}^+ \text{cm}^{-2}$ respectivement. Pendant l'implantation ionique des plaquettes, celles-ci ont été désorientées de 7° par rapport au faisceau ionique pour éviter le phénomène de canalisation. En d'autres termes, l'échantillon sera vu comme amorphe par les ions incidents et de ce fait on pourra par la suite faire des comparaisons avec la simulation SRIM2006 qui ne considère 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°C , 30 min, sous ultra vide (10^{-11} Torr)) a été appliqué pour guérir les dégâts d'irradiation dans les échantillons.

3. Mesure d'épaisseur par Palmer numérique.

Une mesure précise de dimensions extérieures (épaisseur) de nos échantillons a été faite par le palmer numérique pour lequel on applique une force de 0.1 N à la surface de l'échantillon. Les résultats suivants ont été obtenus.

L'épaisseur de l'échantillon référence (*i.e.* vierge) = $315.4 \pm 1 \mu\text{m}$.

L'épaisseur de l'échantillon implanté et recuit = $424.4 \pm 1 \mu\text{m}$.

On constate que l'épaisseur de l'échantillon implanté est plus grande que l'épaisseur de l'échantillon vierge. Cette augmentation est probablement due à l'implantation des atomes d'antimoine dans le wafer de silicium. En d'autres termes, on suppose que les ions d'antimoine entraînent une dilatation dans le volume de la matrice du réseau cristallin de Si.

4. Analyse par DRX

Sur la figure 46, on représente les spectres de diffraction X enregistrés à partir de différents échantillons. La figure 46 (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 46 (b). Ceci est dû aux perturbations (ou à l'amorphisation) engendrées par l'introduction des ions d'antimoine dans les couches superficielles de la cible de silicium. Pour des raisons de précision, on reproduit sur la figure 46 (c), un grossissement de la figure 46 (b). Sur la figure 46 (c), il est clair que le pic relatif à la raie (111) s'élargit. Ceci signifie qu'une amorphisation importante s'est produite par l'introduction des ions d'antimoine dans la cible de Si.

Après recuit thermique des échantillons à 900°C , 30 min. (sous ultravide), une bonne guérison des dégâts d'irradiation a été obtenue. Ceci est révélé par le spectre DRX de la figure 45 (d) où il est clair que les intensités des deux raies caractéristiques augmentent significativement par rapport à celui de la figure 46 (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. 46 (a)).

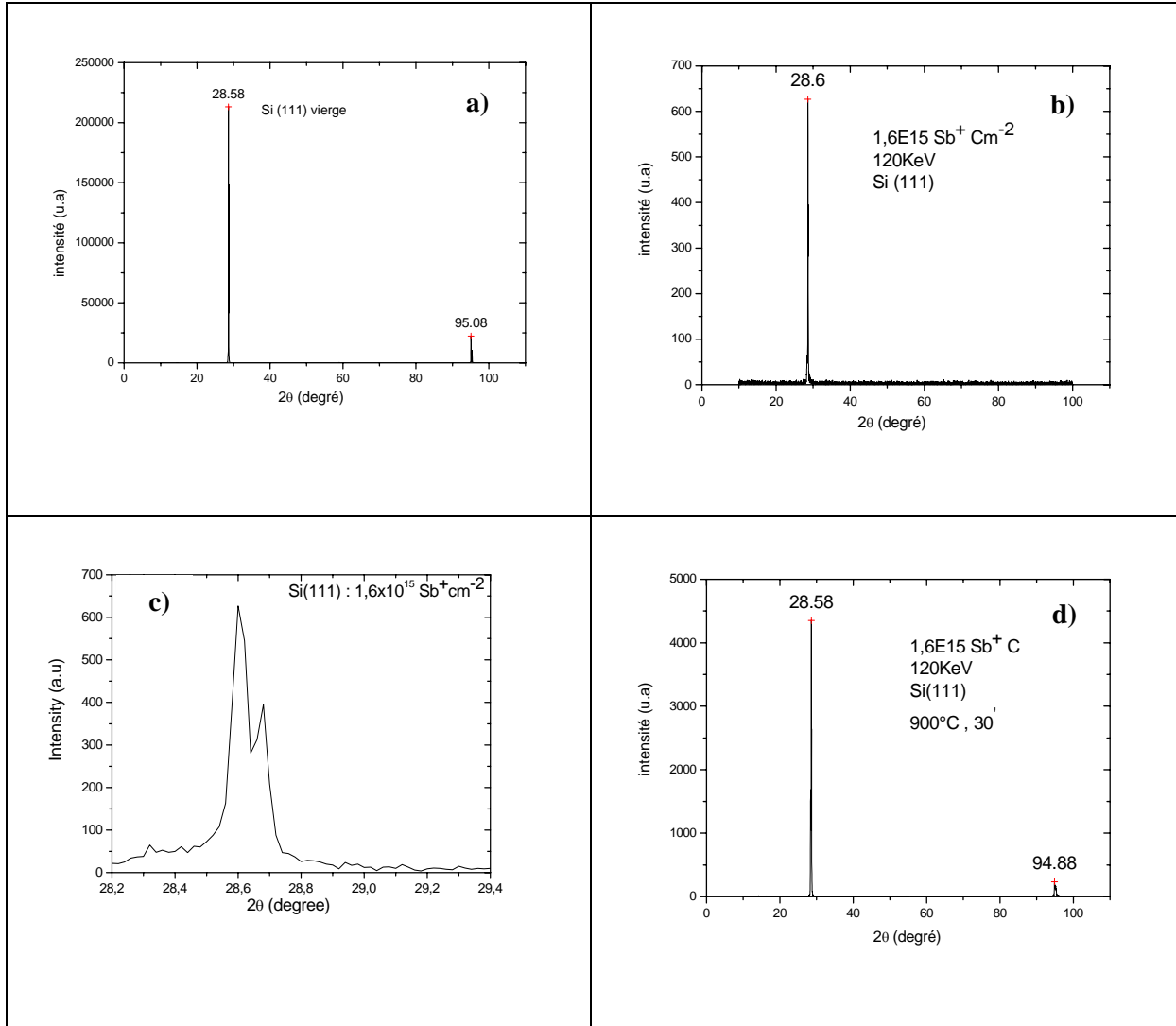


Figure.46 .Spectres DRX correspondants aux échantillons Si (111) : (a) vierge; (b) implanté à l'antimoine ($1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$, 120 keV); (c) même légende que (b) avec grossissement de la région relative à la raie (111) ; (d) implanté à ($1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$, 120 keV) et recuit à 900°C pendant 30 min. sous ultravide.

5. Caractérisation électrique

La mesure de la résistivité nous a permis d'aboutir à des résultats importants. Sur la figure 47, on représente les variations de cette grandeur par rapport au traitement appliqué. 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 pendant 30 min.

La résistivité obtenue de l'échantillon vierge est de l'ordre de $6.074 \times 10^{-3} \Omega\text{-cm}$. A partir de cette valeur, on s'aperçoit que les plaquettes Cz utilisées n'étaient pas intrinsèques (*i.e.* préalablement dopées avec une espèce).

Après implantation ionique des ions Sb^+ dans les cibles Si(111), la résistivité augmente significativement ($24.659 \times 10^{-3} \Omega\text{-cm}$) montrant que l'échantillon est devenu un peu résistif. Ceci est normal puisque les couches superficielles de la cible sont devenues amorphes suite à l'introduction des ions Sb^+ (ceci a été révélé par la DRX). En plus, à ce stade les ions Sb^+ ne sont pas encore électriquement actifs.

Après traitement thermique, la résistivité de l'échantillon diminue et atteint une valeur de $0.599 \times 10^{-3} \Omega\text{-cm}$. Elle est inférieure à celle trouvée à partir du spécimen référence (*i.e.* vierge) signifiant que la conductivité s'est nettement améliorée par la contribution de l'antimoine. En d'autres termes, ceci indique l'activation électrique du dopant suite au traitement thermique effectué. Rappelons que le recuit 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.

Dans le tableau ci-dessous on récapitule les différentes valeurs de la résistivité et de la résistance carrée obtenues à partir des différents échantillons.

	Spécimen 1 Vierge	Spécimen 2 implanté (1.6×10^{15} $\text{Sb}^+ \text{cm}^{-2}$) & non recuit	Spécimen 3 implanté (1.6×10^{15} $\text{Sb}^+ \text{cm}^{-2}$) & Recuit (900°C , 30 min.)
Résistivité ρ ($10^{-3} \Omega\text{cm}$)	6.074	24.659	0.599
Résistance carrée R_c ($10^{+3} \Omega$)/ \square	0.781	3.169	0.077

Tableau 2. Valeurs de la résistivité (ρ) et de la résistance carrée (R_c) obtenues par la méthode des 4 points pour différents spécimens.

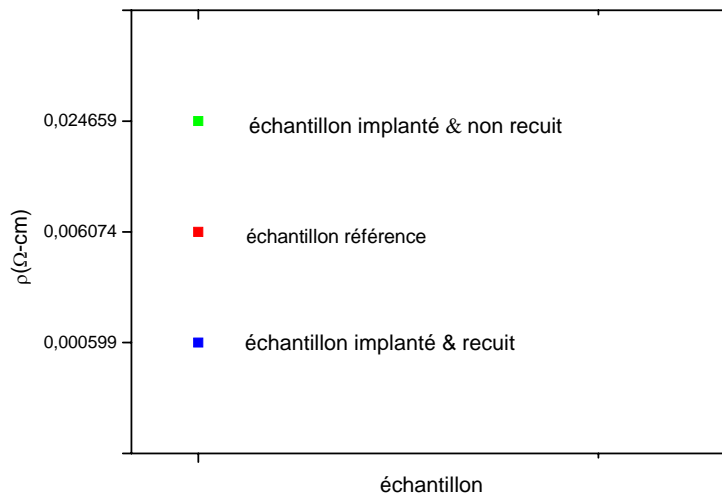


Figure .47. Variations de la résistivité en fonction du traitement effectué pour chaque spécimen.

6. Analyse par RBS

6.1 analyse des échantillons avant traitement thermique

6.1.1 Calcul semi empirique des paramètres liés à l'implantation des ions Sb⁺ dans Si (111)

Sur la figure 48, 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 (situé à ~ 1250 keV) correspond au silicium et le second (situé à ~ 1870 keV) est relatif à l'antimoine.

A partir de la figure 48, il est clair que le signal correspondant à l'élément Sb possède une forme gaussienne. De ce fait, on peut utiliser les étapes décrites en chapitre II pour estimer les différents paramètres liés à l'implantation ionique de l'antimoine dans les substrats Si(111). Les données expérimentales relatives à la mise en oeuvre de la technique RBS sont regroupées dans le tableau 3. Quant au tableau 4, nous l'avons consacré aux données fournies à partir du signal RBS (Fig. 48) et aux résultats obtenus.

A partir des résultats mentionnés dans le tableau 4, on s'aperçoit que la dose obtenue pour les ions d'antimoine ($2.92 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) est supérieure à la valeur nominale (*i.e.* $1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$). Ceci est dû au fait que la procédure semi-empirique utilisée peut induire des erreurs lorsque on ajuste les paramètres directement à partir du signal RBS. Concernant le parcours projeté R_p et la déviation standard ΔR_p , les valeurs expérimentales trouvées ($R_p \approx 655 \text{ \AA}$, $\Delta R_p \approx 191 \text{ \AA}$) et mentionnées dans le tableau 4, sont en très bon accord avec celles fournies par simulation SRIM ($R_p \approx 600 \text{ \AA}$, $\Delta R_p \approx 211 \text{ \AA}$).

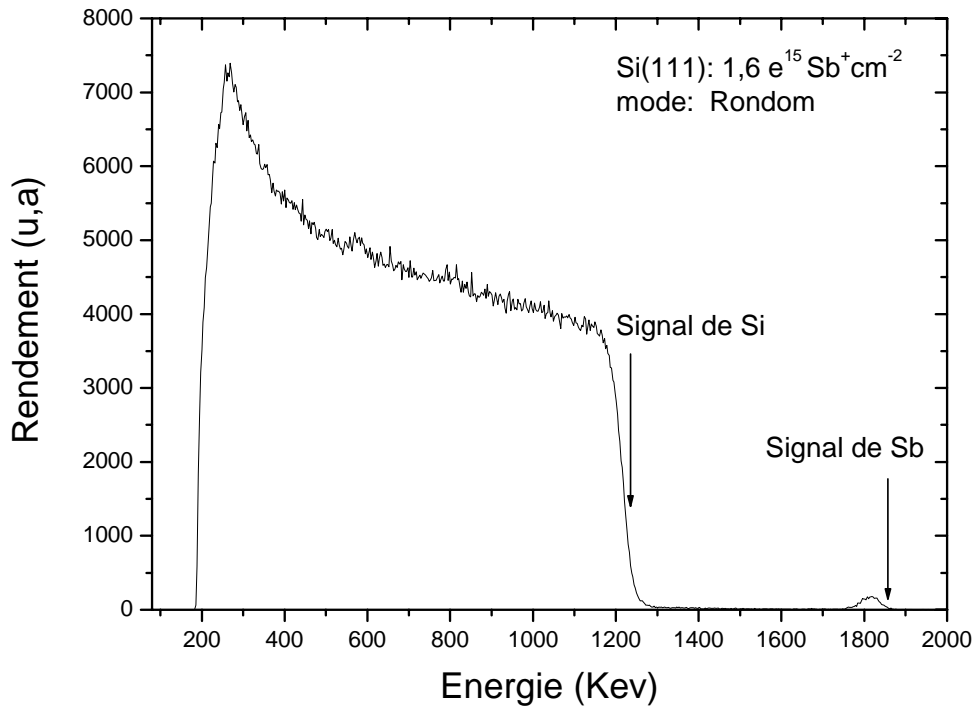


Figure. 48. Spectre énergétique RBS en mode Randon de particule α (2 MeV) d'un échantillon Si (111) implanté à l'antimoine ($1,6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+ / \text{cm}^2$) et non recuit.

θ_0	θ_1	θ_2	Z1 He	Z2 Si	Z2 Sb	E(He ⁺) MeV	Γ KeV	M1 uma	M2(Si) uma	M2(Sb) uma	N _{Si} at/cm ³
165	0	15	2	14	51	2	2.86	4.003	28.086	121.75	4.98E22

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

Données	Paramètres
Aire (Sb) = 5106.80	$(d\sigma/d\Omega)_{Si} = 2.526 \times 10^{-25} \text{ cm}^2/\text{sr}$
H _{Si} = 3863	$(d\sigma/d\Omega)_{Sb} = 34.806 \times 10^{-25} \text{ cm}^2/\text{sr}$
H _{Sb} = 176	$[\epsilon_0]_{Si} = 93.940 \times 10^{-15} \text{ eV cm}^2/\text{atome}$
$\Delta E_{Sb} = 31.76 \text{ KeV}$	$[\epsilon_0]_{Sb} = 97.425 \times 10^{-15} \text{ eV cm}^2/\text{atome}$
$\text{FWHM}_{Sb} = 64.77 \text{ KeV}$	$K_{Si} = 0.569$
$0.88H_{Si} = 3399.44,$ $E(0.88H_{Si}) = 1182.91 \text{ KeV}$	$K_{Sb} = 0.879$
$0.12H_{Si} = 463.56, E(0.12H_{Si}) = 1237.90 \text{ KeV}$	Dose = $2.92 \times 10^{15} \text{ at/cm}^2$
$\text{FWHM}_{\text{Sys}} = 55 \text{ KeV}$	Concentration = $0.02 \times 10^{20} \text{ at/cm}^3$
$\text{FWHM}_{Z1}^2 = 26.38 \text{ KeV}$	$R_p = 655 \text{ \AA}$
$\text{FWHM}_{\text{corrigé}} = 21.78 \text{ KeV}$	$\Delta R_p = 191 \text{ \AA}$

Tableau 4. Données fournies à partir du signal d'antimoine de la figure 48 et résultats obtenus.

6.1.2. Simulation RUMP des spectres RBS en mode random (estimation des paramètres liés à l'implantation des ions Sb^+ dans $\text{Si}(111)$)

En plus de la procédure semi-empirique, nous avons utilisé la simulation RUMP pour étudier les spectres RBS obtenus en mode random. Sur la figure 49, on représente la superposition du spectre RBS expérimental (—) et simulé (—). A partir de cette figure, il est clair que les spectres (expérimental et simulé) sont bien superposés montrant qu'une simulation satisfaisante a été obtenue. Les résultats de la simulation RUMP sont comme suit :

- Epaisseur de la couche du silicium = 21450 Å,
- La dose de l'antimoine = $2.2 \cdot 10^{15}$ at/cm²,
- Le parcours projeté $R_p=600$ Å ;
- La déviation standard $\Delta R_p=200$ Å.

A partir des résultats délivrés par la simulation, on s'aperçoit que la dose des ions d'antimoine est supérieure à la valeur nominale (*i.e.* 1.6×10^{15} Sb^+/cm^2). Ceci montre que le manipulateur de l'implanteur ionique a introduit une quantité supérieure à celle qui lui a été demandée. Quant au parcours projeté R_p et la déviation standard ΔR_p , elles sont en parfait accord avec les prédictions faites par SRIM. Pour des raisons de clarté, on reporte sur le tableau 5, les principaux résultats obtenus par simulation RUMP, par méthode semi empirique et par prédiction SRIM2006. De là, il est clair que la simulation des spectres RBS par RUMP fournit les meilleurs résultats. Ils sont en fait comparables avec les prédictions faites par SRIM 2006 et avec les valeurs nominales fixées durant l'implantation ionique des échantillons.

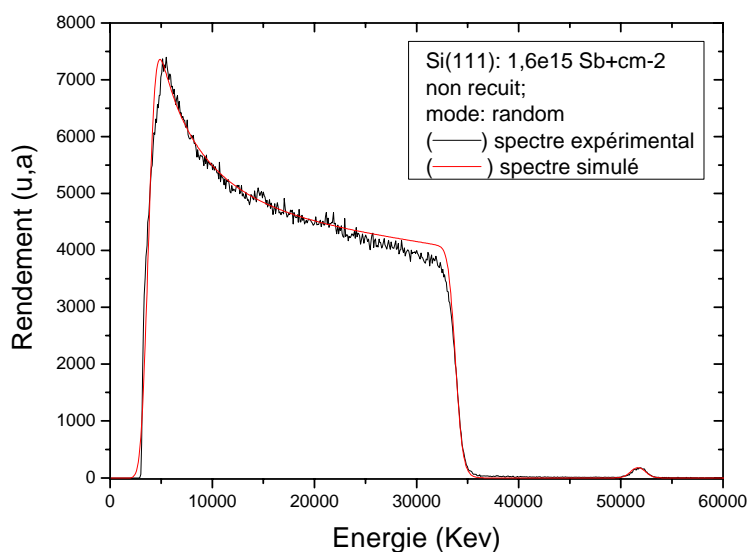


Figure .49. Spectres énergétiques RBS en mode Random de particule α (2 MeV) d'un échantillon Si(111) implanté à l'antimoine ($1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) et non recuit. Spectre expérimental (—), spectre simulé (—).

	SRIM	Méthode semi-empirique	Simulation par RUMP
$R_p(\text{Å})$	600	655	600
$\Delta R_p(\text{Å})$	200	191	200
Dose de Sb	$1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$	$2.92 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$	$2.2 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$

Tableau 5. Principaux résultats obtenus à partir des différentes méthodes : prédiction SRIM2006 ; méthode semi-empirique et simulation RUMP.

6.2. Etude des dommages induits par implantation ionique de Sb^+ dans Si

Sur la figure 50, on reporte les spectres RBS obtenus à partir de différents spécimens et selon différents modes (random et canalisé). Le spectre (—), obtenu en mode canalisé, correspond à l'échantillon vierge (*i.e.* référence). Il possède un très faible rendement par rapport au spectre random (—). Ceci révèle la bonne qualité cristalline des plaquettes de Si utilisées. En plus, sur le spectre canalisé de l'échantillon vierge, on détecte deux petits pics correspondant aux impuretés O et C. Elles sont probablement introduites durant l'élaboration des plaquettes de Si par la méthode Cz [52].

Pour ce qui est du spectre (—), il est obtenu en mode canalisé et il correspond à un échantillon implanté mais non recuit. Ce spectre possède un très grand pic de surface (atteignant la hauteur du spectre random), signifiant qu'un grand dégât d'irradiation (*i.e.* amorphisation) s'est produit suite à l'implantation des ions d'antimoine dans les cibles de Si. Rappelons que ces dégâts d'irradiation ont également été révélés par la méthode DRX.

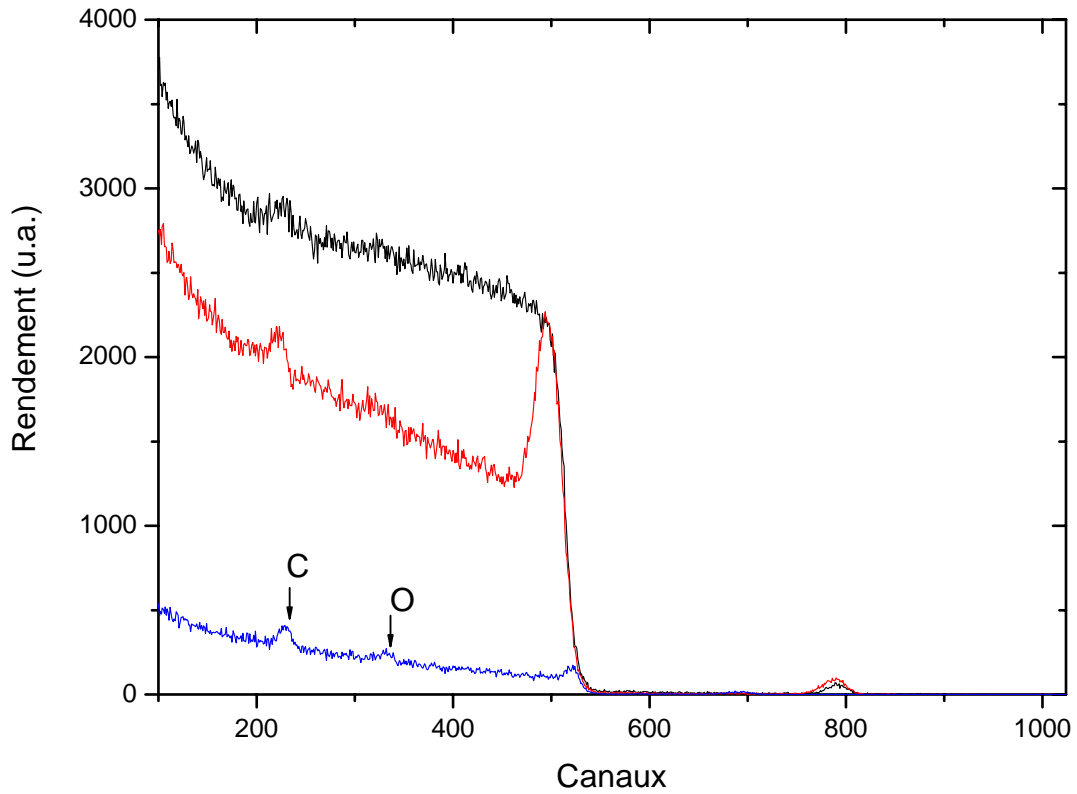


Figure. 50. Spectres énergétiques RBS de particule α (2 MeV) d'échantillons Si(111) non recuits : implanté à l'antimoine ($1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) en mode canalisé (—) ; implanté à l'antimoine ($1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) en mode random (—), vierge en mode canalisé (—).

6.3. Analyses des échantillons après recuit thermique

6.3.1. Simulation par RUMP des spectres RBS obtenus en mode random

Sur la figure 51, on représente le spectre expérimental (—) RBS obtenu en mode random et correspondant à un spécimen implanté et recuit. On représente également le spectre simulé (---) par le logiciel RUMP. A partir cette figure, il est clair que les deux spectres sont bien superposés ce qui témoigne d'une bonne simulation. Les résultats que nous avons obtenus sont comme suit :

- Epaisseur de la couche du silicium = 20950 Å.
- La dose de l'antimoine = $2.9 \cdot 10^{15}$ at/cm².
- Le parcours projeté $R_p = 650$ Å.
- La déviation standard $\Delta R_p = 184$ Å.

A partir des résultats mentionnés ci-dessus, on s'aperçoit qu'une légère modification est obtenue à la suite du traitement thermique. En particulier, le parcours projeté R_p a légèrement augmenté signifiant qu'une très faible diffusion de l'antimoine a eu lieu dans les plaquettes de Si. Ceci est en parfait accord avec les prédictions SRIM2006 qui ont montré que l'antimoine est l'espèce la moins diffusante dans Si par rapport aux autres dopants (phosphore et arsenic). En plus, ce résultat est en accord avec la littérature [53,54] et avec nos travaux antérieurs [55,56]

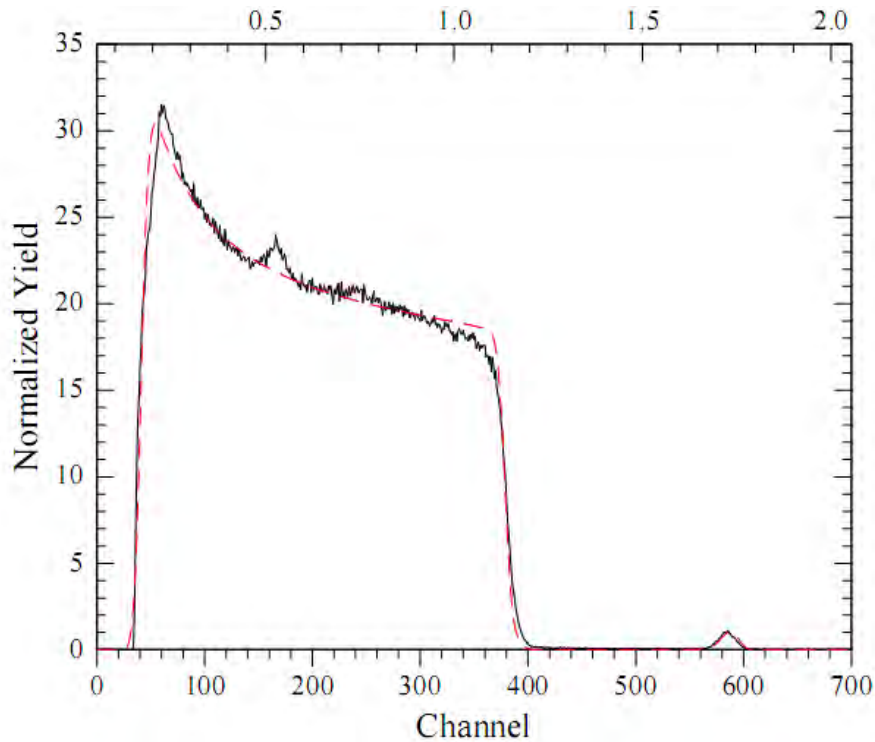


Figure. 51. Spectre énergétique RBS en mode Random de particule α (2 MeV) d'un échantillon Si (111) recuit et implanté à l'antimoine ($1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$). Spectre expérimental (—), spectre simulé (---)

6.3.2. Etude de la guérison des dommages induits par implantation ionique de Sb^+ dans Si

Sur la figure 52, on reporte les spectres RBS obtenus à partir de différents spécimens et selon différents modes (random et canalisé). Le spectre (—), obtenu en mode canalisé et correspondant à l'échantillon vierge (*i.e.* référence), est inclus pour des raisons de comparaison. Pour ce qui est du spectre (—), il est obtenu en mode canalisé et il correspond à un échantillon implanté mais non recuit. Il possède un très grand pic de surface (atteignant la hauteur du spectre random), qui est dû au grand dégât d'irradiation provoqué par l'implantation des ions d'antimoine dans les cibles de Si. Après recuit thermique, une bonne guérison des défauts d'irradiation a été révélée par la technique RBS. En effet le spectre (—), correspondant à un échantillon implanté et recuit (900°C, 30 min.) possède un très faible pic de surface par rapport à celui relatif à l'échantillon implanté et non recuit (—). En plus, il est clair que le rendement du spectre (—) est comparable à celui relatif à l'échantillon référence

(—). Ceci confire encore la très bonne guérison des défauts grâce au traitement thermique effectué. Quantitativement parlant, la largeur a mi-hauteur du pic de surface du spectre (—), traduit une épaisseur résiduelle endommagée d'environ 1474.77 Å. Elle est comparable à celle relative au spectre (—) et correspondant à l'échantillon vierge (*i.e.* épaisseur = 726.77 Å). Finalement, on rappelle que ce résultat est en parfait accord avec les analyse faites par DRX et mesures électriques.

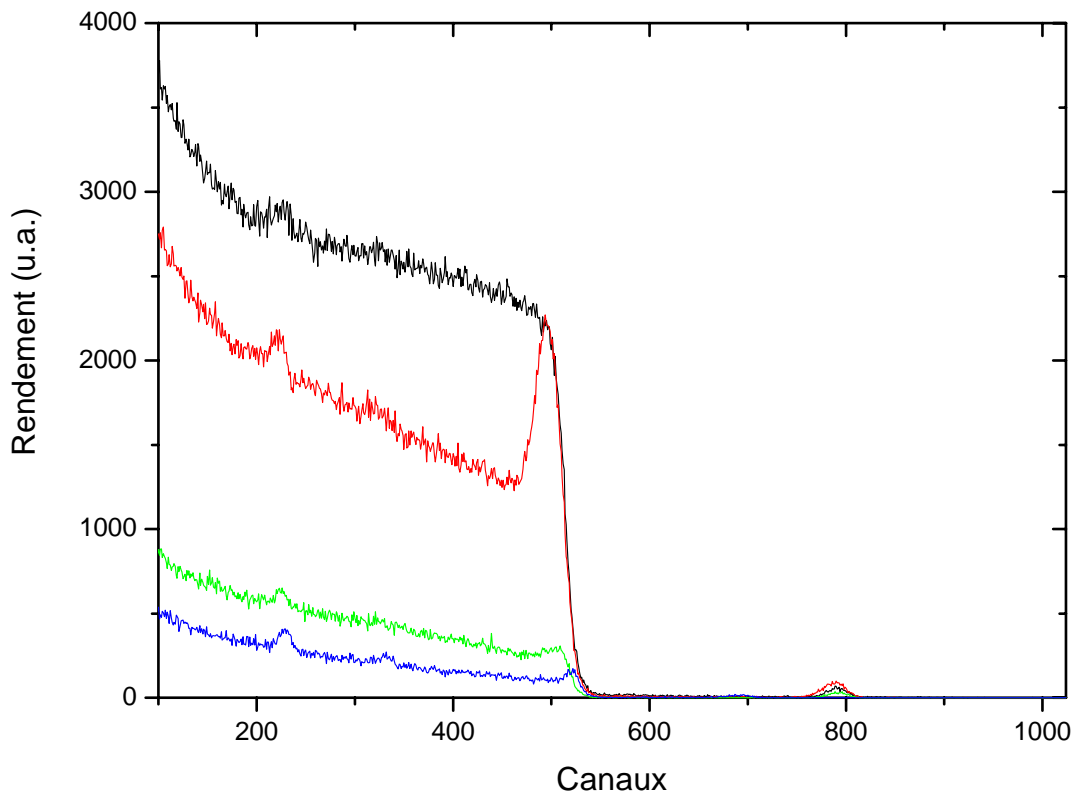


Figure .52. Spectres énergétiques RBS de particule α (2 MeV) d'échantillons Si(111): implanté à l'antimoine ($1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) non recuit, en mode canalisé (—) ; implanté à l'antimoine ($1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) non recuit, en mode random (—) ; implanté à l'antimoine ($1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) recuit (900°C , 30 min.), en mode canalisé (—) ; Vierge en mode canalisé (—).

7. conclusion partielle

La caractérisation expérimentale des échantillons élaborés nous a permis d'obtenir plusieurs résultats intéressants :

Après implantation des ions d'antimoine ($1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+ \text{ cm}^{-2}$, 120 keV), un grand dégât d'irradiation (amorphisation) a été révélé. En plus, les paramètres liés à l'implantation ionique (le parcours projeté R_p , la déviation standard ΔR_p) étaient cohérents et comparables avec les prédictions SRIM2006. Notons que ces paramètres ont été obtenus par deux méthodes différentes : méthode semi-empirique et simulation RUMP

Concernant les spécimens implantés et recuits (900°C, 30 min.), une bonne guérison des défauts d'implantation a été obtenue. En plus, une bonne activation électrique du dopant a été révélée. En particulier, nous avons confirmé que l'antimoine est un élément peu diffusant dans le silicium. Finalement, on doit noter qu'aucune perte du dopant n'a été constatée dans le cas des spécimens recuits. Ceci constitue un résultat remarquable puisqu'il est établi que l'antimoine exo-diffuse des substrats de Si à la suite des traitements thermiques [55,57].

Conclusion générale

Dans ce travail de recherche, plusieurs paramètres (liés à l'implantation ionique de l'antimoine dans le silicium), ont été étudiés. Notre investigation a été réalisée par simulation et expérimentalement en utilisant plusieurs techniques d'analyse.

La simulation a été faite en utilisant le logiciel SRIM2006. Ce dernier nous a permis de prévoir plusieurs phénomènes liés aux interactions ion-matière. Nous avons étudié les phénomènes de collisions entre les ions d'antimoine et une cible de Si amorphe. Les différentes redistributions des ions (en profondeur et latéralement) ont été obtenues et plusieurs paramètres ont été estimés : le parcours projeté R_p , la déviation standard ΔR_p , etc.

L'étude de la formation de défauts a constitué une étape importante dans le cadre de ce mémoire de Magister. Nous avons pu prévoir les différents types de défauts pouvant avoir lieu suite à l'introduction des ions d'antimoine dans les cibles Si : la production de lacunes, la création de phonons, etc.

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^+ ($1.6 \times 10^{15} Sb^+ cm^{-2}$, 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 et l'activation électrique du dopant. Plusieurs techniques expérimentales ont été mises en oeuvre à savoir : la diffraction des rayons X (DRX), la mesure de résistivité par la méthode des quatre pointes et la spectroscopie de rétrodiffusion Rutherford (ou Rutherford Backscattering Spectroscopy, RBS) en modes random et canalisé. On doit mentionner que cette dernière était très intéressante vu les informations précises qu'elle a pu nous fournir sur les spécimens élaborés. Grâce à cette technique, nous avons pu estimer expérimentalement les différents paramètres caractérisant l'implantation ionique (pour cela nous nous sommes servi du logiciel RUMP destiné à simuler les spectres RBS obtenus en mode random). Les résultats obtenus (le parcours projeté R_p , la déviation standard ΔR_p , etc.) ont été en accord avec les prédictions faites par SRIM 2006.

Par ailleurs, on doit noter que les techniques mises en oeuvre ont fourni des résultats cohérents et complémentaires. Par exemple, nous avons montré que les ions d'antimoine conduisaient à un grand dégât d'irradiation dans les cibles de Si. Ces perturbations ont été par la suite bien guéries par le recuit thermique mis en oeuvre. Concernant les ions d'antimoine, une bonne activation électrique a été révélée pour ce dopant.

En perspectives, on se propose d'élargir cette étude. Par exemple, il serait intéressant de mettre en oeuvre d'autres simulateurs (tels que Crystal TRIM, Utmarlowe ou Suprem IV) qui

prennent en considération d'autres paramètres (recuit thermique, orientation cristallographique de la cible, etc.).

Sur le plan expérimental, il serait intéressant d'utiliser des conditions différentes : des cibles Si(110), recuits thermiques rapides, etc.

En d'autres termes, pour maîtriser les phénomènes d'interactions antimoine- silicium, nous sommes appelés à approfondir l'étude théorique (en se servant de potentiels théoriques plus adéquats), à utiliser des simulateurs précis (*i.e.* mettant en œuvre plusieurs paramètres d'entrée) et à mettre en œuvre des techniques expérimentales de pointe telles que (la microscopie à force atomiques, la microscopie électronique à transmission, etc.). De cette manière, notre problème sera contourné comme schématisé par le triangle ci-dessous.

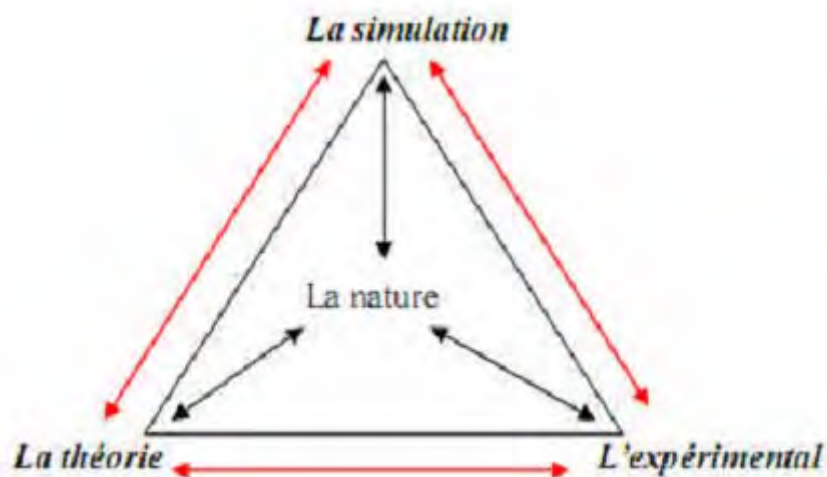


Fig .53. Triangle montrant la relation entre la théorie, l'expérience et la simulation nécessaires à la l'étude d'un phénomène naturel.

Annexes

Annexe 1

Propriétés Physico-chimiques des éléments

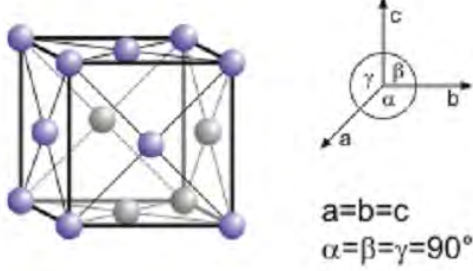
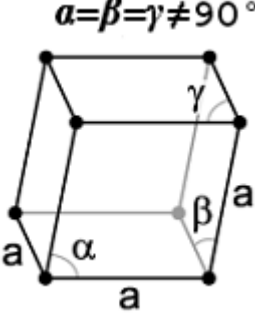
Sb et Si

Les éléments utilisés dans le cadre de ce travail sont le silicium et l'antimoine. Le silicium a été employé pour servir de matière cible. Quant à l'antimoine, il a été utilisé sous forme d'ions pour l'implantation des plaquettes de Si.

Dans le tableau ci-dessous, on regroupe les différentes propriétés Physico-chimiques de ces deux éléments [61-64].

1. Propriétés atomiques

Propriété	Elément	
	Si	Sb
Nom	Silicium	Antimoine
Symbole	Si	Sb
Numéro atomique	14	51
Série chimique	métalloïde	métalloïde
couleur	Gris foncé	Gris métallique
Etat de la matière	Solide diamagnétique	solide
Groupe	14	15
Période	3	5
Bloc	p	p
Masse Volumique (g/cm ³)	2.33	6.69
Volume molaire (m ³ /mol)	12.06×10^{-6}	18.19×10^{-3}
Masse atomique (g/mol)	28.0855	121.75
Rayon atomique (Å)	1.46	1.53
Densité atomique (atomes/cm ³)	4.977×10^{22}	3.306×10^{22}
Configuration électrique	[Ne] 3s ² 3p ²	[Kr] 4d ¹⁰ 5s ² 5p ³
Nombre d'électron par niveau d'énergie	2.8.4	2.8.18.18.5

Structure	Cubique face centrée : diamant	Rhomboédrique
	 <p style="text-align: center;"> $a=b=c$ $\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$ </p>	 <p style="text-align: center;"> $\alpha=\beta=\gamma \neq 90^\circ$ </p>

Propriétés	Elément	
	Si	Sb
Groupe cristallin	A4	A7
Nombre d'atomes par réseau	4	2
Paramètres du réseau [Å]	a = 5.43	a = 4.506 $\alpha = 57.1$
Distance entre plus proches voisins [Å]	2.35	2.91
Température de fusion (°C)	1137	636.63
Température de vaporisation (°C)	1414	1587
Energie de fusion (kJ/mol)	50.55	19.87
Energie de vaporisation (kJ/mol)	384.22	77.14
Energie de première ionisation (eV)	8.151	8.64
Energie de la deuxième ionisation (eV)	24.49	25.10
Conductivité thermique à 295 K ($\text{Wcm}^{-1} \text{K}^{-1}$)	1.48	0.24
Conductivité électrique à 295 K ($10^6 \Omega \cdot \text{cm}$)	2.52 E^{-12}	0.03

Annexe 2

Le code TRIM

Dans le programme standard TRIM, l'énergie transférée à un atome cible est analysée pour donner les résultats suivants: l'ionisation induite par les atomes repoussés, le nombre de lacunes et d'interstitiels créés suite à une cascade de collisions, le nombre de collisions transférant des énergies inférieures à l'énergie de déplacement E_d et qui produisent des phonons. Le code TRIM utilise un couplage de deux méthodes: la méthode de Kinchin-Pease (pour les calculs locaux) et la cascade de collisions (pour le suivi des atomes individuels de reculs jusqu'à ce que leur énergie devienne inférieure à E_d) [53,65].

Nous donnons ici de façon très schématique le principe global de raisonnement.

Soit Z_1 le numéro atomique de l'ion, et Z_2 celui de l'atome-cible. E_1 et E_2 sont les énergies des deux particules après la collision.

Si $E_2 > E_d$, l'atome possédant assez d'énergie peut bousculer pour quitter son site : c'est le déplacement. Si, en plus, $E_1 > E_d$, l'ion incident quitte le site. L'atome-cible devient à son tour une particule incidente d'énergie égale à E_2 moins son énergie de liaison cristalline.

En cas de déplacement de l'atome, si $E_1 < E_d$, deux cas de figure peuvent se présenter : (1) $Z_1 = Z_2$ l'ion incident reste sur le site, c'est une collision de remplacement ; (2) $Z_1 \neq Z_2$ l'ion devient substitutionnel (*i.e.* électriquement actif).

Si $E_2 < E_d$, l'atome éjecté n'aura pas assez d'énergie et il retournera alors à son site en créant des phonons. Si, de plus, $E_1 < E_d$, l'ion devient un interstitiel tout en produisant également des phonons, ce qui chauffe le matériau.

Dans le code TRIM, les cibles sont supposées amorphes [55,66]. Quant au mode de calcul, il est basé sur les méthodes de Monté Carlo. Ce programme permet le calcul du pouvoir d'arrêt des ions dans une gammes allant de 10 eV à 2 GeV. Il accepte tous types d'ions (simples ou complexes) et différentes formes de cibles (solide, liquide, gazeuse, etc.). En plus, on note que la cible peut être constituée de plusieurs couches (jusqu'à huit). Le nombre d'ions incidents qu'on peut introduire peut aller jusqu'à 9999999 ions. Cependant, la valeur par défaut proposée est 99999 ions.

Le logiciel est exécutable sous Windows, il est muni d'une interface simple permettant au manipulateur de choisir par simple clic entre deux programmes principaux qui sont le calcul du pouvoir d'arrêt des ions (Stopping/Range Tables) et le calcul détaillé (TRIM Calculation) (Fig. 53). Concernant le premier programme, le manipulateur sera orienté vers l'interface de la figure 54 où il sera invité à entrer ses données : l'ion (type, gamme d'énergie) et la cible (ou Target). Dans le cas de la figure 55, l'ion et la cible proposés sont l'antimoine et le silicium, ils ont été choisis par simple clic sur l'icône PT (ou table périodique).

S'agissant du deuxième programme, le manipulateur retrouvera l'interface de la figure 56 où différents choix lui seront proposés : l'ion, la cible, type de tracés, types de calcul et phénomène physique.

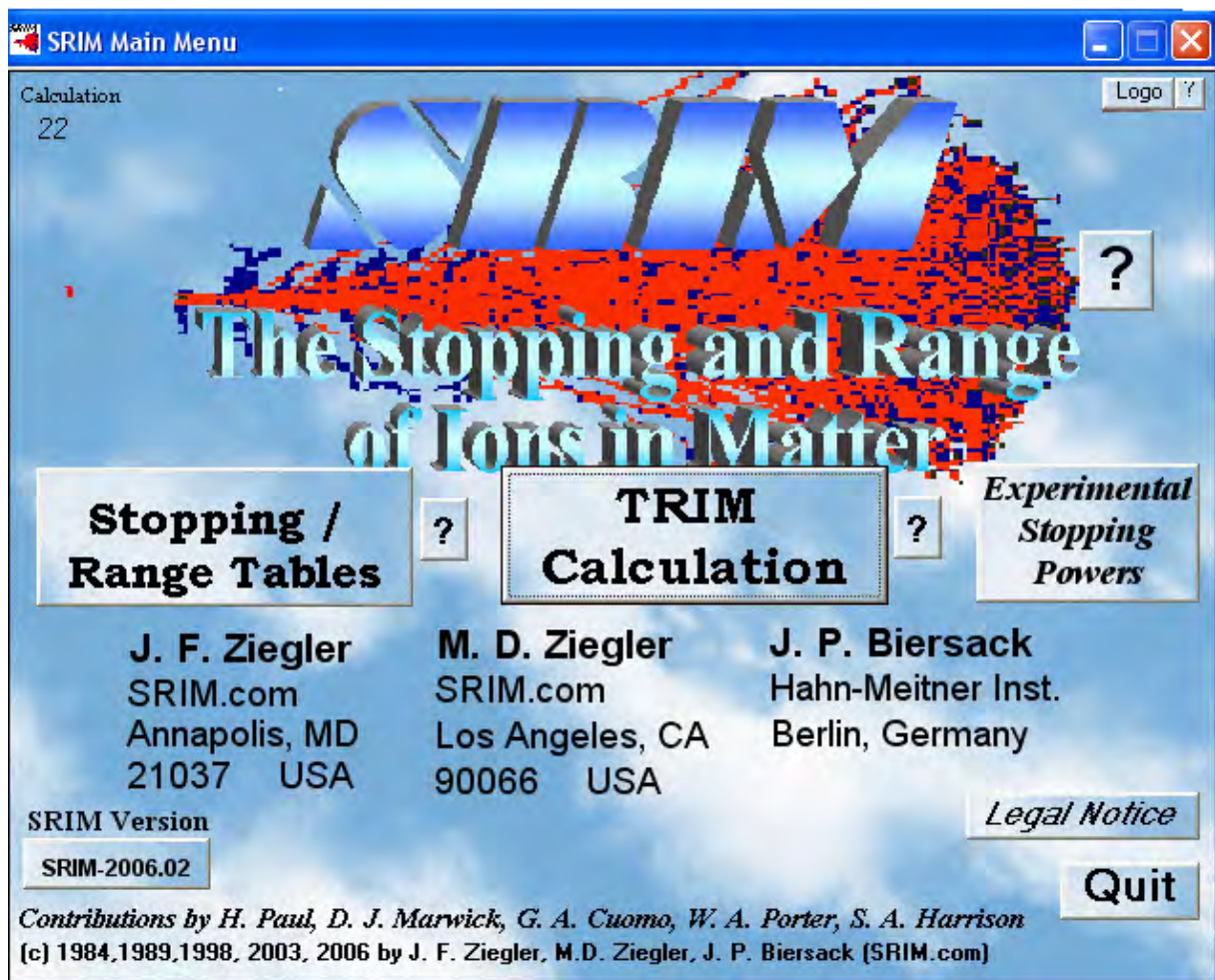


Figure .53. L'interface principale du logiciel SRIM 2006.

Ion Stopping & Range Tables

Ion **PT** Sb Antimony 51 120,90 10 10000

Target Antimony in Silicon 02,32120

Add Element Compound Dictionary Restore Last Target

Delete Element	Symbol	Name	Atomic Number	Weight (amu)	Stoich	Atom %
X	PT Si	Silicon	14	28,086	1	100,00

Stopping Power Units: MeV / (mg/cm²)

Compound Correction: ? 1

Calculate Table
Clear All
Main Menu Quit
Problem Solving

Figure .54. L'interface du programme Ion Stopping and Range Tables

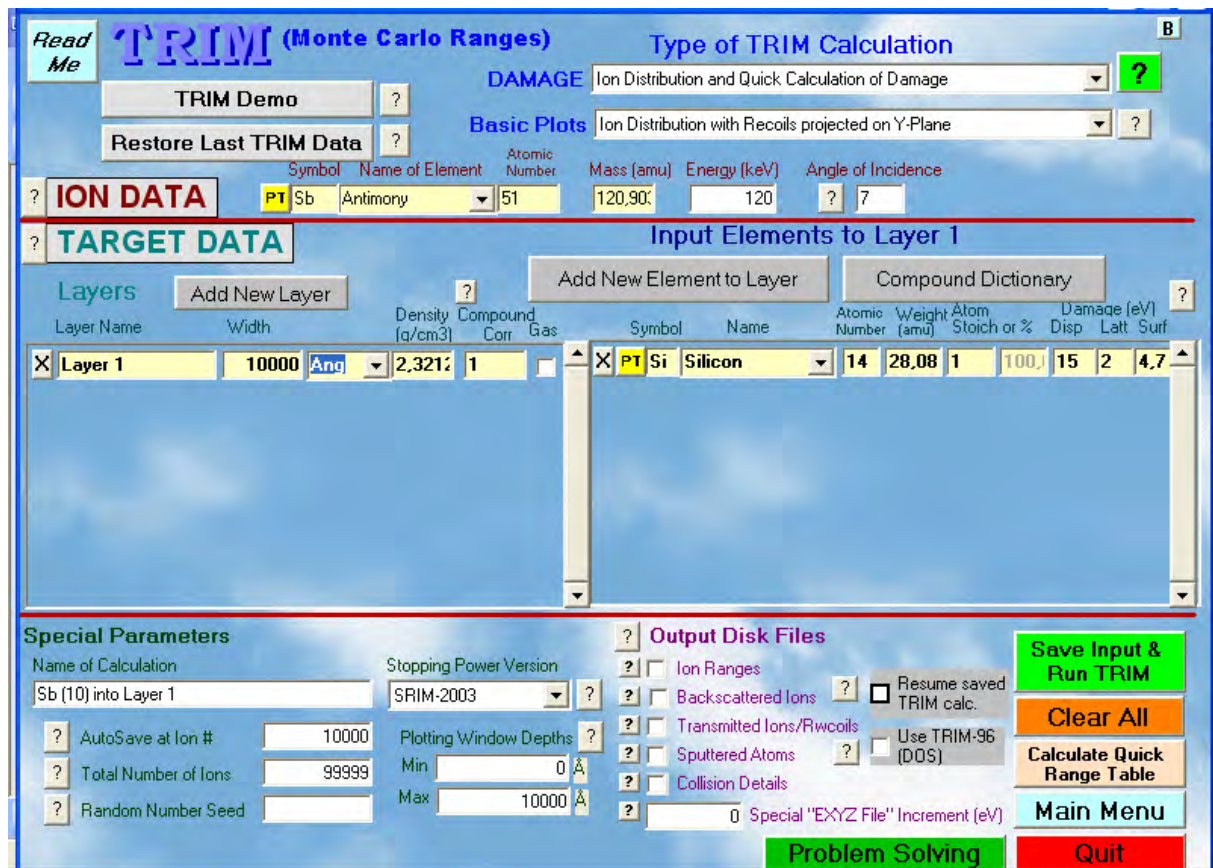


Figure .55. L'interface du programme TRIM Calculation

Références

REFERENCES:

1. Y. ZHAO, "Glass waveguide fabrication by ion implantation for optical communication applications" These de Maitre Es Science (M.Sc), université Laval (Québec) (2000).
2. Technique de l'ingénieur, " Trait  de M tallurgie" fiche M1219 (1981).
3. <http://users.ece.gatech.edu/~alan/ECE6450/Lectures/ECE6450L5-Ion%20Implantation.pdf>.
4. www.sceci-concours.org/tipe-suget-2002/si-psi-2002.pdf.
5. D. Nobili, R. Angelucci, A. Armigliato, E. Landi and S. Solmi, "Equilibrium carrier density and solubility of in silicon", J. Electrochem. Soc., 136 (6), 1142, (1989).
6. Gilles MD, "Ion Implantation in VLSI technology", New York: McGraw-Hill: (1988), pp.327-374.
7. W. Koechner. "Solid-state laser engineering", New York, (1976).
8. A.V. French, R.R Petrin, R.c. Powell, M. Kokta, Physical Review, Vol. 46. No 13, pp. 8018-8026. (1992).
9. N. Bohr, KGL. Danske vienskab. Mat -Fys. Medd. 18, N  8. (1948).
10. F. Block, Ann. Physik, 16, 285. (1933).
11. J. Lindhard, M. Scharff, Phys. Rev, 124 (1961)128.
12. G.R. Piercy, F. Brown, J.A. Davies & M. MC-Carco Phy. Rev. Lett., 10, 9 (1963) 399.
13. H. Lutz and R. Sizman; Phys. Lett., 5 (1963)113
14. Mihai Bogdan Lazar, "Etude du dopage par implantation ionique d'aluminium dans le carbure de Si pour la relation de composant de puissance", Thèse de doctorat, Lyon (France) (2002).
15. J.P. Rivier, "Implantation ionique et les dépôts assistés par faisceau d'ions", Ed. Hermes (2001).
16. M. Lannoo and J. Bourgoin. Springer Verlag (1983).
17. Chr. Lehmann, "Interaction of radiation with solids and elementary defect production Series", Defects in Cristalline Solids, North-Holland Publishing Company- Amsterdam. (1977).
18. R. S. Nelson, "The observation of atomic collision in crystalline solids" North-Holland publishing company, Amsterdam, (1986).

19. Marta Szachowicz, "Réalisation et étude spectroscopiques de guides d'ondes monocristallins", Thèse de Doctorat, Grenoble (France) (2004).
20. R. Espiau de Lamaestre "Synthèse assistée par faisceau d'ions d'agrégats dans les verres" These de Doctorat université Paris XI (2005).
21. Younes LAMRANI, "Contribution à l'étude expérimentale et à la simulation de la diffusion anormale du bore dans le silicium", Thèse de Doctorat, Strasbourg (France) (2005).
22. T. Aruga, Y. Katano, Ohmichi, Okayasu, Y.Kazumata, Nucl. Instr. Meth., B 166-167, 913, (2000).
23. Hasnaa Faik- Etienne, "Etude de l'implantation ionique dans les miroirs multicouches. Application aux optiques diffractives", Thèse de Doctorat, Strasbourg (France) (2005).
24. I. Csepregi, E.F. Kennedy, J.W. Mayer, J. Appl. Phys., (1978), Vol. 49, pp.3906-3915.
25. <http://personal.cityu.edu.hk/~appkchu/AP4120/9.PDF>
26. J. Crank, "The Mathematics of Diffusion", 2nd edition, Clarendon Press. Oxford, (1975).
27. Eisen F.H., Chadon H.C First international conference on Ion implantation, New York: Gordon and Breach, (1971), p. 464.
28. Laurent Ottaviani, "Réalisation de jonction pn dans le carbure de silicium par implantation ionique d'alluminium", Thèse de Doctorat, Strasbourg (France) (1999).
29. B. E. Deal and A S.Grove, "General relation for the oxidation of silicon". J. Appl. Phys., vol. 36, (1965).
30. H. Wu, B. Li, W. Miao, X. Lin, K. Tao, Surf. Coat. Tech.149, 198 (2002).
31. B. Li, Tao, X. Liu, W. Miao, J. Luo, Thin Solids Film, 353, 56(1999).
32. J. Luo, Tao, Thin Solids Films, 279, 53 (1996).
33. P. Chabloz, "Les couches épaisses en Silicium amorphe. Application comme détecteurs de rayons X", Thèse de docteurs sciences techniques, N°1485; Département de microtechnique, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne (1996).
34. V.H. Ngyen, H.V Kranenburg and P.H.Woerlee, IWOMS99, Hanoi, (1999).
35. K. E. Wiedemann, J. Unnam, J. Appl. Phys. 58, 1095(1985).

36. Corinne Nouveau "Etude de revêtements durs (CR_xX_y) Obtenus par méthode P.V.D:réalisation et caractérisations. Applications à l'usinage du bois". Thèse de Doctorat, Ecole nationale supérieure d'arts et métiers centre de Cluny; France, (2001).
37. Serrar Hamza "Etude théorique et expérimentale de l'implantation ionique de Sb dans Si", Mémoire de Magister, Université de Constantine (2007).
38. http://stores.befr.ebay.be/JADEFRANCEfr_Mesure-telemetre-PAC_Palmer-Micrometre_W0QQcolZ4QQdirZ1QQfsubZ3299881QQftidZ2QQtZkm.
39. A. Vapaille et R. Casatagné, "Dispositifs et circuits intégrés semi-conducteurs", Dunod Paris (1987).
40. E.M. Rutherford, "Classical Mechanics". Goldstein Phil. Mag., 21, 669.
41. W. K. Chu, J.W. Mayer, M.A. Nicolet, "Backscattering Spectrometry", Academic Press, London, (1978).
42. D. David et R. Caplin "Méthodes usuelles de caractérisation de surface", Exrolles(1988).
43. Kermiche Fouad "Elaboration et étude physico-chimique de siliciure de fer". Mémoire de Magister, Université de Batna (2007).
44. W-K. Chu, J. W. Mayer and M -A. Nicolet, "Backscattering Spectrometry", Academic Press, London, Chap. 4. (1978).
45. Loubna Salik "Corrélation entre les propriétés physico-chimiques et électriques dans les structures Cu/Au/Si, effet du recuit thermique", Mémoire de Magister, université de Sétif (2005).
46. J. Stark, Phys. Z., 13, (1912) p.973.
47. C. GAILLARD, "Etude de la migration thermique des produits de fission molybdène, technétium et iode dans les apatites", Thèse de doctorat .Université de CLAUDE BERNARD –LYON1, (2000).
48. Emmanuel GARDES, "Diffusion du plomb dans la Monazite", Université de TOULOUSE –PAUL SABATIER, (2006).
49. "Channelling Theory Observation and application", ed D.V Morgan and Wiley London (1973).

50. Patrick L  v  que, "Caractérisation des matériaux et composants" Cours Master 2 MNE (micro et nano-électronique : composants et systèmes) CNRS-INESS. Université Louis Pasteur UFR Sciences Physiques.
51. <http://www.genplot.org>
52. W. Zulehner, G. Harbeke, M.J. Schulz (Eds.), Semiconductor Silicon, Springer, Heidelberg, (1989), p. 2.
53. J.F. Ziegler, Ion Implantation: Science and Technology, Academic Press, San Diego, (1988).
54. 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.
55. R. labbani, R. Halimi, T. Laoui, A. Vantomme, B. Pipeleers & G. Roebben, Mater. Sci. & Eng. B, 102 (2003) pp.390-397.
56. R. labbani, R. Halimi, Materials Science and Engineering B 124–125 (2005) 280–282
57. R. Labbani, R. Halimi, Z. Chafi, Nucl. Inst. Meth. A 480 (2002) 178.
58. Chemam Rafik; "Etude des défauts l'implantation ionique d'arsenic dans le silicium monocristallin sous l'effet des recuits thermiques", Mémoire de Magister, Université d'Annaba, (2000).
59. J. F. Ziegler, J. P. biersack, and U. Littmark. The Stopping and Range of ion in solids volume I and II. 1980.
60. <http://www.srim.org>
61. Nacer Boussaa " Mise en oeuvre de la technique de canalisation. Application au silicium implanté à l'antimoine", Mémoire de Magister, Université de Constantine (1993).
62. <http://fr.wikipedia.org/wiki/Silicium>.
63. <http://fr.wikipedia.org/wiki/Antimoine>.
64. <http://www.periodni.com/fr/index.html>.
65. Chafi Zahia, "Etude du comportement des ions Sb⁺implantés dans Si(100) et Si(111)" Mémoire de Magister, Université de Constantine (2001).
66. J. P. Biersack & L. G. Haggmark, Nucl. Inst. And Meth., 174, 1 257, (1980).

Listes des Communications



**L'Université des Sciences et de la Technologie
Houari Boumediène
Faculté de Physique
et
le Commissariat à l'Énergie Atomique
en collaboration avec
l'Association Algérienne de Physique
organisent**

La troisième Conférence Nationale sur les Rayonnements et leurs Applications CNRA 2009

**à l'USTHB, Bab-Ezzour, Alger
les 26, 27 et 28 mai 2009**

Comité d'organisation

AMOKRANE Arezki (AAP, USTHB) *Président*
MELLAH Abdelhamid (CRNA) *Vice President*
OUDIH Mohamed Réda (USTHB) *Sec. Général*
BELGAID Mohamed (USTHB)
BENGUERBA Messaoud (USTHB)
CHAFA Azeddine (USTHB)
FERHAT Belkacem (USTHB)
NEMMOUCHI Messaoud (USTHB)
AMMI Hakim (CRNA)
MAHLOUS Mohamed (CRNA)
SEMMAM Djamel (USTHB)
ABBACI Mokhtar (CRNB)
BOUCHERIT Nadir (CRNB)
REZZIG Mohamed (CRND)
ALLEK Mohamed (CRND)

Thèmes

1. *Interactions rayonnement matière.*
2. *Physique des réacteurs.*
3. *Détecteurs des rayonnements nucléaires*
4. *Application des rayonnements et des techniques nucléaires en médecine.*
5. *Application des rayonnements et des techniques nucléaires dans l'industrie, l'agriculture, la géologie, l'environnement, etc.*
6. *Laser et applications*

**USTHB, Faculté de Physique, USTHB
B.P 32 El-Alia Bab-Ezzouar 16111
ALGER – ALGERIE .
Tel/Fax: 00021 24 73 44
Email : cnra2009@gmail.com
cnra2009@yahoo.fr
www.usthb.dz
www.crna.dz**

Faculté de Physique, USTHB
BP 31, El Alia Bab Ezzouar
16111, Alger
Fax 021.24.73.44
e-mail: cnra2009@yahoo.fr

Alger, le 08/04/2009

**3^{ème} Conférence Nationale sur les Rayonnements
et leurs Applications (CNRA2009)**

Attestation d'Acceptation

Le Président du Comité Scientifique de la Troisième *Conférence Nationale sur les Rayonnements et leurs Applications (CNRA2009)* a le plaisir de vous informer que vos contributions :

Intitulées :

- 1) Experimental analysis of monocrystalline Si wafers implanted with Sb⁺ ions.
- 2) A comparative study between simulation predictions and experimental characterization in Si targets submitted to a beam of Sb⁺ ions.

Auteurs : R. Labbani, L. Baouni et C. Benazzouz.

sont retenues pour une **présentation poster** (dimension A₀ : 1,20X0,84m²).

Nous vous demandons de bien vouloir confirmer votre participation dès réception de cette notification. Les dates et heures de votre présentation vous seront notifiées sur le programme de la conférence.

Les communications retenues seront rassemblées dans un recueil constituant les actes de la conférence. Aussi, nous vous demandons de nous remettre, au plus tard lors des inscriptions, le texte final de la communication en veillant à l'orthographe (document Microsoft-Word (*.doc) de 4 pages au maximum sur CD, le nom du fichier devant être celui du participant (sous la forme : **auteur.doc**), plus un tirage sur papier de bonne qualité), en respectant la mise en page suivante :

- Marges gauche, droite, haut et bas : 2,5 cm.
 - Titre : Times New Roman, 12 points, majuscules, gras centré.
 - Auteurs : Times new Roman, 12 points.
 - Affiliations et adresses des auteurs : Times new Roman, 11 points.
 - Texte : Times new Roman, 12 points, interligne simple.
- La conférence disposera de matériel pour le data-schow.

Le Président du Comité Scientifique

Pr A. Taleb



N.B

- Le paiement des frais de participation par chèques se fera au nom de l'*Association Algérienne de Physique*.
- Les étudiants de première post-graduation doivent produire le certificat de scolarité de l'année en cours.
- Seul un auteur par communication sera pris en charge.

EXPERIMENTAL ANALYSIS OF MONOCRYSTALLINE Si WAFERS IMPLANTED WITH Sb⁺ IONS

R. Labbani¹, L. Baouni¹ and C. Benazzouz²

¹ *Laboratoire (LCMI), Département de Physique, Faculté des Sciences Exactes, Université Mentouri de Constantine, Route de Ain El Bey, 25000 Constantine, Algérie.*

² *Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, 2 Bd Frantz Fanon, Alger 16000, Algérie.*

Abstract :

In this work, we study the antimony ion implantation in Si(111) substrates using experimental characterizations. The targets were submitted to a beam of Sb⁺ ions and implanted at room temperature for an energy of 120 keV and a dose of 1.6×10^{15} Sb⁺ cm⁻². A thermal annealing at 900°C, 30 min., under ultra high vacuum, was applied to recover the radiation defects generated by Sb⁺ ions.

The specimens were characterized by means of X-ray diffraction and 2 MeV He⁺ Rutherford backscattering spectroscopy (RBS) techniques. For the last one, the random and channeling modes were performed to study the perturbations enhanced by Sb⁺ ion implantation and the recovery of the damage.

Prior to the annealing treatment, a considerable amorphisation at the samples surface was enhanced by antimony ions. This radiation damage was afterwards recovered, approaching the state of virgin specimen, by the annealing treatment.

Key words: silicone; antimony, ion implantation.

Extended summary:

In VLSI (Very Large Scale Integration) technology, the accurate control of the dopant (dose & depth penetration) in the substrate is necessary. For this reason, the ion implantation is widely employed. Nevertheless, this method enhances radiation damage in the target by interaction of the projectiles (incident ions) and the substrate atoms. Hence, an annealing treatment at high temperature is generally performed to recover the defects generated by ion implantation and to activate the dopant.

In this work, we study the antimony ion implantation in Si(111) targets by means of experimental techniques: X-ray diffraction (DRX) and 2 MeV He⁺ Rutherford backscattering spectroscopy (RBS). For the last one, the random and channeling modes were employed. The antimony ion implantation was performed in Cz Si(111) wafers for a dose of 1.6×10^{15} Sb⁺ cm⁻² and 120 keV energy. During this process, the wafers were disoriented by an angle of

7° with respect to incident ions. The reason was to avoid the channelling phenomenon of Sb⁺ ions. Afterwards, an annealing treatment at 900°C, 30 min. (under ultra high vacuum, 10⁻¹¹ Torr) was used.

For as implanted specimens, significant radiation damage was observed by both DRX and RBS techniques. Concerning the annealed samples, the techniques revealed a good recovery (approaching the state of virgin or reference samples) of the radiation damage. Moreover, the RBS method indicated an important quantity of antimony ions into substitutional Si sites. In other words, a good electrical activation of the dopant was obtained.

A comparative study between simulation predictions and experimental characterization in Si targets submitted to a beam of Sb⁺ ions

R. Labbani¹, L. Baouni¹ and C. Benazzouz²

¹ *Laboratoire (LCMI), Dépt. de Physique, Fac. des Sciences Exactes, Univ. Mentouri de Constantine, Route de Ain El Bey, 25000 Constantine, Algérie.*

² *Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, 2 Bd Frantz Fanon, Alger 16000, Algérie.*

Abstract:

In this work, we study antimony ion implantation in silicon targets. The investigation is performed by simulation using the program SRIM 2006 and experimentally. Several quantities were obtained such as the stopping powers in silicon, the projected range (R_p), the standard deviation (ΔR_p), and the redistribution of Sb⁺ ions in the target. Besides, the radiation damage (vacancies and phonons) in the substrates was also predicted. On the other hand, an experimental study was carried out. Monocrystalline Si(111) targets were submitted to a beam of antimony ions and implanted at 120 keV energy to a dose of 1.6 Sb⁺ cm⁻². The characterization of the samples was performed by 2 MeV H_e⁺ Rutherford Backscattering Spectroscopy (RBS) using the random mode. The experimental results were in agreement with the simulation. In particular a Gaussian profile of Sb⁺ ions has been obtained and no channeling effect has been revealed.

Key words: silicon; antimony, ion implantation, simulation.

Extended summary:

The doping of semiconductors is a very important operation for the fabrication of VLSI technology. The ion implantation method was introduced in 1951 to replace the classical technique (*i.e.* diffusion at high temperatures) [1]. For the fabrication of very shallow junctions (thickness < 0.1 μm), we must use elements having low diffusivity in the target. In this work, we study the antimony ion implantation in silicon targets because of its low diffusivity [2, 3].

One of the principal factors which play an important role, in the stopping of ions in matter, is the loss of energy. It is called the stopping power and it traduces the decrease of ions kinetic energy during their penetration in the solid. In this work, the upgraded TRIM (TRAnsport of Ions in Matter) version, SRIM2006 (Stopping & Range of Ions in Matter), was used to predict the stopping powers and several other phenomena such as the redistribution of Sb⁺ ions in the target and the radiation damage (vacancies and phonons) profiles. On the other hand, an

experimental study was carried out using the RBS Technique. A comparison between the simulated and measured results was performed to test the SRIM predictions.

The substrates of commercial silicon wafers with a (111) surface were implanted at room temperature. The implantation of antimony ions was performed at 120 keV energy to a dose of $1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+ \text{ cm}^{-2}$. The analysis of the samples was carried out using the RBS technique in random mode. We used a beam of He^+ particles at 2 MeV energy and a current of 100 nA. During the experience, the He^+ ions backscattered at 165° with respect to the incident direction. In SRIM calculations, it is assumed that the atomic density (of Si targets) remains constant during the implantation process.

In this work several parameters related to antimony ion implantation, in silicon targets, were studied. The redistribution of antimony ions in the substrate was obtained. The shapes of the experimental and simulated profiles were similar. They exhibited Gaussian-like distributions. The mean range and the projected range straggling of the RBS-measured profiles were found to be 593 Å and 204 Å respectively. The experimental values were in agreement with those calculated by SRIM (*i.e.* $R_p=600 \text{ Å}$ and $\Delta R_p=200 \text{ Å}$).

Besides, the defects profiles were obtained by SRIM predictions. The distribution shapes of phonons and vacancies in the target exhibited Gaussian-like forms. We note that the defects generated by recoils were predominant with regards to those generated by ions.

- [1]. Jenkins, T. E., 1995, Semiconductor Science: Growth & characterization techniques, ed. Prentice Hall International (UK) Limited.
- [2] Blood, P., Brown, W. L. & Miller, G. L., 1979, *Journal of Applied Physics*, **50**, 173
- [3] Williams, J. S., & Elliman, R. G., 1982, *Applied Physics Letters*, **40**, 3, 266.

24th World Conference of the International Nuclear Target Development Society

Target and Stripper foils technologies for high intensity beams

GANIL, Caen, France - September 15th - 19th 2008

Radioactive targets

High power thin targets

Preparation techniques for thin films

Stripper foils

Hydrogen targets

Isotopic enrichment & materials

Target characterization

Scientific committee

C.-O. Bacri, IPNO, France
K. Eberhardt, Univ. Mainz, Germany
D. Gilliam, NIST, Gaithersburg, USA
J. Greene, ANL Argonne, USA
B. Lommel, GSI, Darmstadt, Germany
W. R. Lozowski, IUCF, Bloomington, USA
A. Stolarz, IRMM, Geel, Belgium
Ch. Stodel, GANIL, France
I. Sugai, KEK, Tsukuba, Japan
S. Zeisler, TRIUMF, Vancouver, Canada

Local Organizing committee

Ch. Stodel - Conference Chair
S. Rastello
G. Frémont
L. Fortin

Contact

GANIL - CEA/DSM - CNRS/IN2P3 - Bvd Henri Becquerel - F-14076 CAEN Cedex 5 - FRANCE

<http://intds2008.ganil.fr>

Secrétariat Général

Nos réf .: SG_2523_2008_ATT_ACC

ATTESTATION



I certify that in the 24th World Conference of Nuclear Target development Society, taking part at GANIL, Caen France from September 15th to 19th, the contribution entitled " Experimental characterization of monocrystalline Si targets implanted with Sb+ ions" from Rebiha Labbani, Department of Physics, Faculty of Sciences-Exactes, University Mentouri of Constantine, Route de Ain El Bey, 25000 Constantine, Algeria, was presented.

This attestation is acted at interested request.

CAEN, le 17/10/2008

Christelle STODEL
INTDS2008 Manager

A handwritten signature in black ink, appearing to be 'CS' or similar, written over a horizontal line.

EXPERIMENTAL CHARACTERIZATION OF MONOCRYSTALLINE Si TARGETS IMPLANTED WITH 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

Monocrystalline silicon targets were submitted to a beam of antimony ions. The Si(111) substrates were implanted at an energy of 120 keV, at room temperature, to a dose varying from 1×10^{15} Sb⁺cm⁻² to 5×10^{15} Sb⁺cm⁻². To recover the radiation defects generated by Sb⁺ ions, a thermal annealing was performed, at 900°C, 30 min., under very high vacuum.

The study of antimony ion implantation in the monocrystalline silicon targets was performed by means of different experimental techniques: X-ray diffraction, ultra-violet photoluminescence spectrometry and electrical measurements.

The perturbations enhanced by Sb⁺ ion implantation and the recovery of the damage were investigated with great interest. 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.* 1×10^{15} Sb⁺cm⁻²).

PACS 61.72.Tt ; 81.70.Fy ; 82.80.Ej

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

Scientific Committee

I. Solomon, *LPMC-CNRS, Palaiseau, France*
M. S. Aïda, *University of Constantine, Constantine, Algeria*
N. Belhaneche, *ENPA, El Harrach, Algeria*
B. Bessais, *INRST, Hammam-Lif, Tunisia*
R. Boukheroub, *IEMN, University of Lille, Lille, France*
J.-N. Chazalviel, *LPMC-CNRS, Palaiseau, France*
Zs. J. Horvath, *MFA, Budapest, Hungary*
S. Jaziri, *Bizerte University, Bizerte, Tunisia*
H. Kobayashi, *Osaka University, Osaka, Japan*
K. W. Kolasinski, *West Chester University, West Chester, USA*
A. Layadi, *University of Sétif, Sétif, Algeria*
A. Sellai, *Sultan Qaboos University, El-Khod, Oman*
S. Tobbeche, *University of Batna, Batna, Algeria*
D.R.T. Zahn, *Chemnitz University, Chemnitz, Germany*
I. Zorkani, *University of Sidi Mohamed Ben Abdallah, Fez, Morocco*

Invited speakers

I. Solomon, *LPMC-CNRS, Palaiseau, France*
M. S. Aïda, *University of Constantine, Constantine, Algeria*
B. Bessais, *INRST, Hammam-Lif, Tunisia*
R. Boukherroub, *IEMN, University of Lille, Lille, France*
J.-N. Chazalviel, *LPMC-CNRS, Palaiseau, France*
Zs. J. Horvath, *MFA, Budapest, Hungary*
S. Jaziri, *university of Bizerte, Bizerte, Tunisia*
H. Kobayashi, *Osaka University, Osaka, Japan*
K. W. Kolasinski, *West Chester University; West Chester, USA*
N. Koshida, *Tokyo University of A & T, Tokyo, Japan*
A. Layadi, *University of Sétif, Sétif; Algeria*
Z. Mekhalif, *Namur University, Namur, Belgium*
Y. H. Ogata, *Kyoto University, Kyoto, Japan*
A. Sellai, *Sultan Qaboos University, El-Khod, Oman*
A. Tadjeddine, *LURE, Orsay, France*
M. Takahashi, *Osaka University, Osaka, Japan*
D.R.T. Zahn, *Chemnitz University, Chemnitz, Germany*
I. Zorkani, *University of Sidi Mohamed Ben Abdallah, Fez, Morocco*
P. Schmuki, *University of Erlangen-Nuremberg, Erlangen, Germany*
M. Henini, *Nottingham University, Nottingham; U. K*
P. Allongue, *LPMC-CNRS, Palaiseau, France*
A. Etcheberry, *Versailles University, Versailles, France*
C. Amatore, *Normal High school, Paris, France*
M. Sailor, *University of California-San Diego, La Jolla, USA*
E. Pinčík, *Slovak Academy of Sciences, Bratislava, Slovakia*
K. Haupt, *Compiègne University of Technology, Compiègne, France*
S. Szunerits, *INPG, Grenoble, France*
A. McEvoy, *EPFL, Lausanne, Switzerland*
K. Boukheddaden, *Versailles University, Saint-Quentin, France*

Local Committee

Silicon Technology Development Unit (UDTS)

Honorary Chair

M. Boumaour, *UDTS*
chairman@ictfpm.dz

Chair

N. Gabouze, *UDTS*
chairman@ictfpm.dz

Organizing Committee

Agroui Kamel
Beldjilali Karima
Belhousse Samia
Cheraga Hocine
Cheriet Abdelhak
Hadjersi Toufik
Henda Karim
Keffous Aïssa
Kerdja Tahar
Laib Karim
Mahmoudi Bedra
Mebani Lilya
Meghari Boualem
Ouadah Yahia
Ouanani Abdelhak
Sam Sabrina
Seghour Abdessalem
Souami Nassim
Tighilt Fatma Zohra

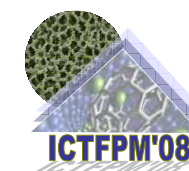
Programme committee

Sam Sabrina
Hadjersi Toufik
Keffous Aïssa

Secretary

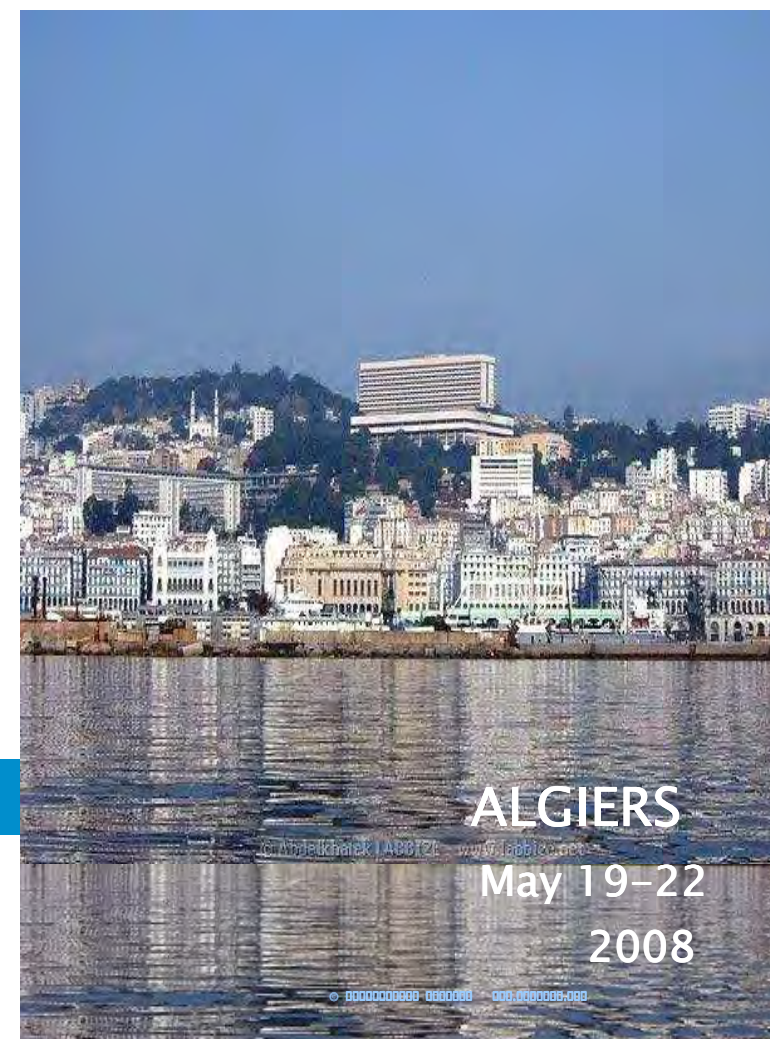
Sam Sabrina
Beldjilali Karima
Chiboub Nawel
E-mail : secretariat@ictfpm.dz

Second Announcement



ICTFPM 08

First International Conference on
Thin Films and Porous Materials



ALGIERS

May 19-22

2008

Objective

This first international conference on thin films and porous materials ICTFPM'08 will be an event of meeting, exchanges and knowledge sharing between scientists.

The aim of the congress is for professionals within academic research and companies to get together take part in recent scientific finding, current challenges and opportunities in the field of porous materials and thin films. We expect that this conference could be also a gate way for high tech ideas and to find partners in innovative research proposals.



Location

This first international conference on thin films and porous materials ICTFPM'08 will be held at El-Safir-Mazafran Hotel situated in Zéralda.

Zéralda, bathing city, 20 minutes of the international airport of Algiers " Houari Boumediene ", and 15 kilometers of the Algiers capital. With its 422 rooms and suites, pleasantly furnished, looking the Mediterranean sea, the Safir-Mazafran hotel, famous for high quality reception and service.

Presentation

The conference program will consist of plenary lectures, oral and posters contributions.

The selected abstracts will be published within the conference proceeding and given to the participants at the beginning of the conference. The accepted papers will be published in a specialized review.

Scope

The scientific program of ICTFPM'08 will cover the following topics:

- Advances in Deposition Techniques
- Characterization of Thin Films
- Functionalization and Surface Modification
- Magnetic Thin Films and Multilayers
- Nanotechnology and NanoStructured Materials
- New approach in Thin Films
- Organic Thin Films (polymers, biomolecules, alkyl...)
- Porous Materials and Applications
- Physics and Chemistry of Thin Films and Interfaces
- Single and Multilayer-based devices (Sensors, Photovoltaic, Optoelectronic)
- Technique Growth and Applications on Thin Films
- Thin Films and photonics application
- Thin Films Related Environment Devices
- New Materials: Modelling and Simulation

Editor

Hadjersi Toufik
Maître de Recherche -UDTS -
02 Bd Frantz-Fanon
BP. 140 Alger 7 Merveilles, Algiers, Algeria
Email : editor@ictfpm.dz

Important dates

Deadline for abstract submission:

February 15, 2008

Notification of abstract acceptance:

Mars 15, 2008

Deadline for paper submission:

May 19, 2008

May 19-22, 2008

Conference website:

www.ictfpm.dz

Tel: 00 213 21 43 26 30

Fax: 00 213 21 43 26 30

Objective

This first international conference on thin films and porous materials ICTFPM08 will be an event of meeting, exchanges and knowledge sharing between scientists.

The aim of the congress is for professionals within academic research and companies to get together take part in recent scientific finding, current challenges and opportunities in the field of porous materials and thin films. We expect that this conference could be also a gate way for high tech ideas and to find partners in innovative research proposals.

Important dates

Deadline for abstract submission:

February 15, 2008

Notification of abstract acceptance:

Mars 15, 2008

Deadline for paper submission:

May 19, 2008

May 19-22, 2008

Conference website:

www.ictfpm.dz

Tel: 00 213 21 43 26 30

Fax: 00 213 21 43 26 30



Location

This first international conference on thin films and porous materials ICTFPM08 will be held at El-Safir-Mazafran Hotel situated in Zéralda.

Zéralda, bathing city, 20 minutes of the international airport of Algiers " Houari Boumediene ", and 15 kilometers of the Algiers capital. With its 422 rooms and suites, pleasantly furnished, looking the Mediterranean sea, the Safir-Mazafran hotel, famous for high quality reception and service.

Presentation

The conference program will consist of plenary lectures, oral and posters contributions.

The selected abstracts will be published within the conference proceeding and given to the participants at the beginning of the conference. The accepted papers will be published in a specialized review.

Scope

The scientific program of ICTFPM08 will cover the following topics:

- Advances in Deposition Techniques
- Characterization of Thin Films
- Functionalization and Surface Modification
- Magnetic Thin Films and Multilayers
- Nanotechnology and NanoStructured Materials
- New approach in Thin Films
- Organic Thin Films (polymers, biomolecules, alkyl...)
- Porous Materials and Applications
- Physics and Chemistry of Thin Films and Interfaces
- Single and Multilayer-based devices (Sensors, Photovoltaic, Optoelectronic)
- Technique Growth and Applications on Thin Films
- Thin Films and photonics application
- Thin Films Related Environment Devices
- New Materials: Modelling and Simulation

Editor

Hadjensi Toufik
Maître de Recherche -UDTS -
02 Bd Frantz-Fanon
BP. 140 Alger 7 Merveilles, Algiers, Algeria
Email : editor@icfpm.dz



First International Conference on Thin Films
and Porous Materials



ICTFPM 08

Algiers-Algeria, 19-22 May 2008

Algiers, March 26, 2008

Invitation Letter

Att

Last Name: Labbani

First Name: Rebiha

Address: Department of Physics, Faculty of Sciences, University MENTOURI of Constantine, Road
Ain El Bey, Constantine, 25000, Algeria

Dear Dr Labbani Rebiha

We are pleased to extend you a cordial invitation to attend the First International Conference on Thin Films and Porous Material- **ICTFPM'08** (www.ictfpm.dz) organized by the "Silicon Development Technology Unit", Algiers-Algeria. The conference will be held at El-Safir-Mazafran Hotel, Zéralda-Algiers from 19 to 22 May 2008. Your paper entitled "**EXPERIMENTAL CHARACTERIZATION OF Si(111) SUBSTRATES SUBMITTED TO A BEAM OF ANTIMONY IONS**" has been accepted by the programme committee "**as a poster presentation**".

This is an official invitation letter for participation to our conference, as well as, for funding your travel expenses.

I will be glad to seeing you in Algiers.

Sincerely yours,

Chairman of the organizing committee

International Conférence on
Thin Films and Porous Materials
- **ICTFPM 08** -
02, Bd Frantz Fanon 16027 - Algier
Tél / Fax (213) 21 43 26 30

EXPERIMENTAL CHARACTERIZATION OF Si(111) SUBSTRATES
SUBMITTED TO A BEAM OF ANTIMONY IONS

R. Labbani¹, L. Baouni¹, C. Benazzouz² and H. Serrar¹

1. Laboratoire (LCMI), Département de Physique, Faculté des Sciences Exactes, Université Mentouri de Constantine, Route de Ain El Bey, 25000 Constantine, Algérie
2. Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, 2 Bd Frantz Fanon, Alger 16000, Algérie

In this work, we study the antimony ion implantation in Si(111) substrates using experimental characterizations. The targets were submitted to a beam of Sb^+ ions and implanted at room temperature for an energy of 120 keV and a dose of $1.6 \times 10^{15} \text{Sb}^+ \text{cm}^{-2}$. A thermal annealing at 900°C, 30 min., under ultra high vacuum, was applied to recover the radiation defects generated by Sb^+ ions.

The specimens were characterized by means of X-ray diffraction and 2 MeV He^+ Rutherford backscattering spectroscopy (RBS) techniques. For the last one, the random and channeling modes were performed to study the perturbations enhanced by Sb^+ ion implantation and the recovery of the damage.

Prior to the annealing treatment, a considerable amorphisation at the samples surface was enhanced by antimony ions. This radiation damage was afterwards recovered, approaching the state of virgin specimen, by the annealing treatment.

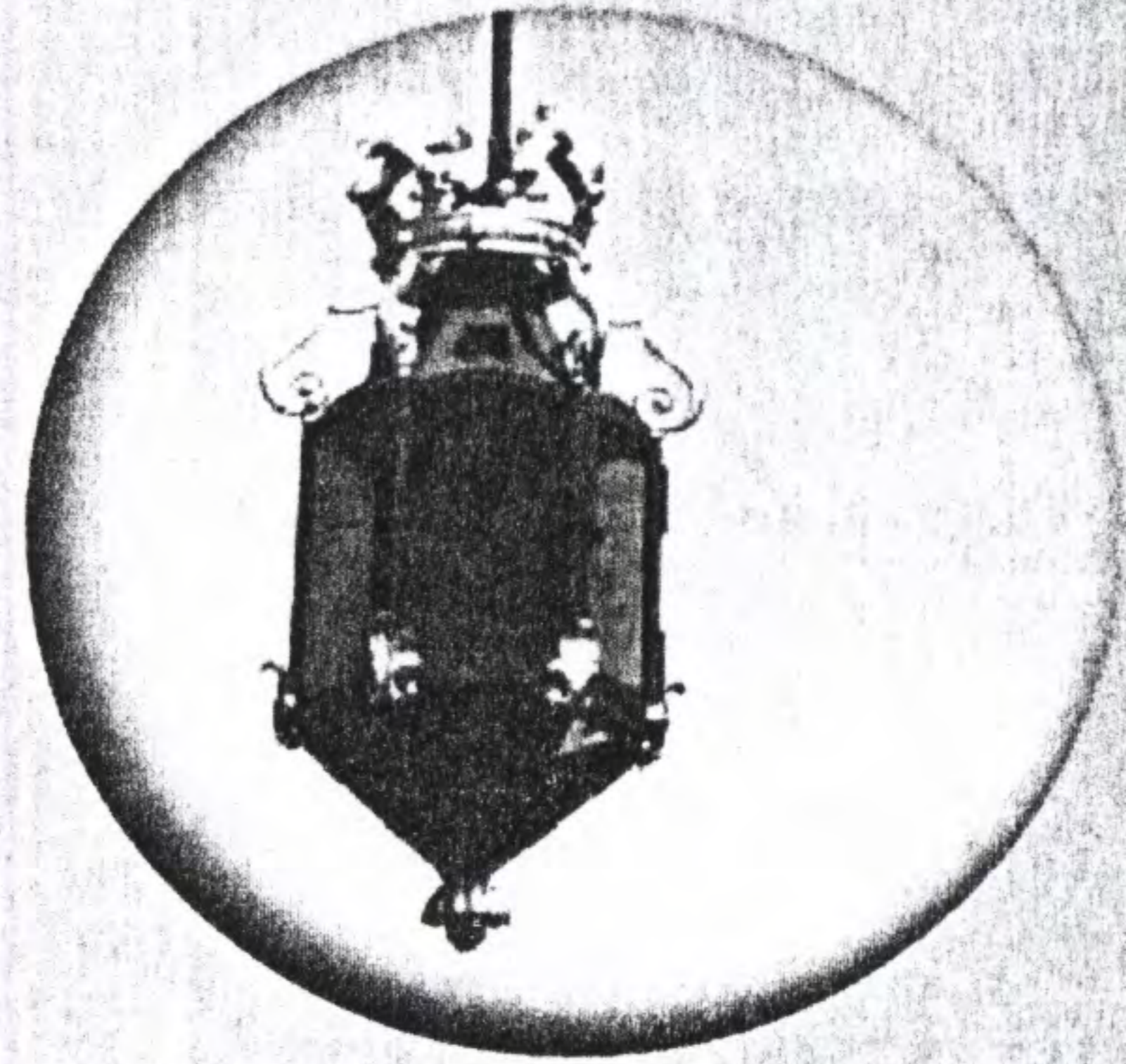


ITFPC07

Innovations on Thin Films
Processing and Characterization

NANCY

NOVEMBER 20-23, 2007



ABSTRACTS BOOKLET

Courses, conferences,
posters, exhibition.

www.vide.org/itfpc07.html

SCIENTIFIC TOPICS

THIN FILMS PROCESSING AND SURFACE ENGINEERING
SIMULATION AND THIN FILMS CHARACTERIZATION
PROTECTIVE APPLICATIONS OF THIN FILMS
ENERGY AND ENVIRONMENT APPLICATIONS OF THIN FILMS
MICRO AND NANOSYSTEMS
NEW MATERIALS AND HEALTH APPLICATIONS OF THIN FILMS

ORGANISED AND SPONSORED BY:

■ Société Française du Vide, France ■ Nancy Université, France



Société Française du Vide - 19, rue du Renard - 75004 Paris

Phone: +33 (0)1 53 01 90 30 - Fax: +33 (0)1 42 78 63 20 - mail: sfv@vide.org - www.vide.org

CERTIFICATE OF PARTICIPATION

We attest that

Miss Rabiha LABBANI

has presented two posters during the colloquium on
**Innovations on Thin Films Processing
 and Characterization
 (ITFPC 07)**

"Treatment of monocrystalline silicon surfaces
 with antimony ions beam"

R. Labbani - R. Halimi

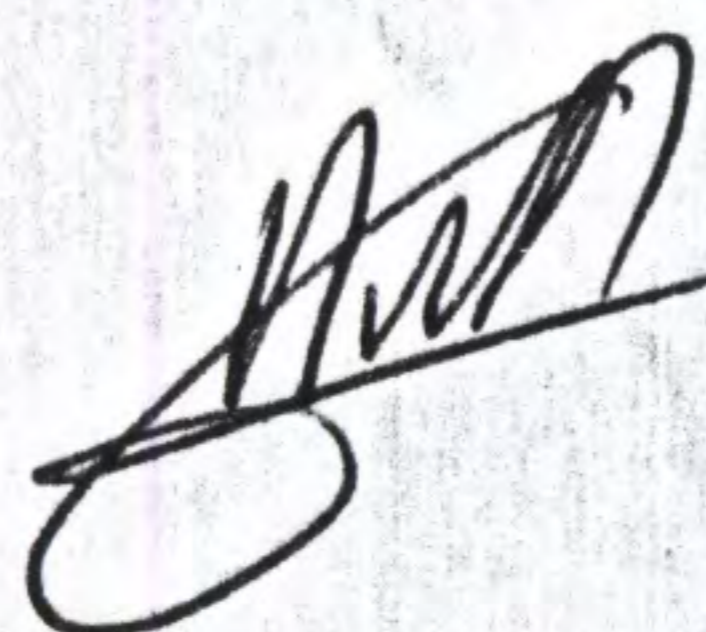
"Structural, optical and electrical characterization
 of Si(111) targets implanted with Sb⁺ ions"

R. Labbani - H. Sarrar - L. Baouni

from Tuesday, November 20th to Thursday, November 22nd
 in NANCY (France)

COLLOQUES - SÉMINAIRES
SOCIÉTÉ FRANÇAISE DU VIDE
 19, rue du Renard
 75004 PARIS
 Tél. : 01 53 01 90 30
 Télécopie : 01 42 78 63 20

Nancy,
 Thursday, November 22nd 2007



The Steering Committee

STRUCTURAL, OPTICAL AND ELECTRICAL CHARACTERIZATION OF Si(111) TARGETS IMPLANTED WITH Sb⁺ IONS

R. Labbani, H. Serrar, 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 1×10^{15} Sb⁺cm⁻² or 1.6×10^{15} Sb⁺cm⁻². A thermal annealing was performed, at 900°C, 30 min., under ultra high vacuum to recover the radiation defects generated by 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 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.* 1×10^{15} Sb⁺cm⁻²).

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

:

يتضمن هذا العمل دراسة الغرس الأيوني لمادة الأنتيموان في مسند من السيليسيوم. هذه الدراسة تحققت بطريقتين بالحاكاة وتجريبيا بواسطة عدة تقنيات.

المحاكاة تمت بواسطة برنامج SRIM 2006 , من خلال هذا البرنامج تمكنا من دراسة مختلف الظواهر الناتجة عن الإصطدامات بين أيونات الأنتيموان و مسند السيليسيوم، تحصلنا على مختلف التوزيعات للأيونات (جانيبيا و في العمق) في مسند السيليسيوم بالإضافة إلى تحديد عدة وسائط ($\Delta R_p, R_p R_{\perp}$) متعلقة بالغرس الأيوني للأنتيموان في مسند من السيليسيوم.

من جهة أخرى درسنا مختلف العيوب المترتبة عن الغرس الأيوني للأنتيموان في مسند السيليسيوم كالفجوات و الفونونات ..الخ.

تجريبيا العينات المدروسة هي عينات من السيليسيوم Si(111). تمت عملية الزرع فيها بواسطة أيونات الأنتيموان بمقدار $1.6 \times 10^{15} \text{ Sb}^+ \text{cm}^{-2}$ بطاقة قدرها 120 keV و كانت متبوعة بمعالجة حرارية عند الدرجة 900°C لمدة نصف ساعة و هذا في وسط مفرغ تماما من الهواء. والهدف من هذه المعالجة الحرارية هو إصلاح العيوب الناتجة عن الغرس الأيوني و تنشيط الأنتيموان كهربائيا.

درست العينات بواسطة عدة تقنيات : انعراج أشعة X، قياس المقاومة (الناقلية) بطريقة الأربع نقط و الارتداد الخلفي لـ راندر فورد (Rutherford) بالنظامين العادي و الموجه.

من خلال هذه النتائج استطعنا تمييز العينات قبل وبعد المعالجة الحرارية، ولاحظنا تواجد عيوب قذف كثيرة ناتجة عن الغرس الأيوني للأنتيموان في السيليسيوم المستهدف وقد عولجت هذه الاضطرابات فيما بعد عن طريق المعالجة الحرارية و فيما يتعلق بالأنتيموان ،فقد حققت التقنيات المستخدمة تنشيطا كهربائيا جيدا للأنتيموان.

و في الأخير ،نسجل أن النتائج التجريبية كانت متوافقة مع التنبؤات المتحصل عليها بالحاكاة.

الكلمات المفتاح: سيليسيوم، أنتيموان، الغرس الأيوني، عيوب القذف، الإصطدامات أيون- مادة.

Abstract

In this work, we have investigated the antimony ion implantation in Silicon targets. The study was carried out by simulation and experimentally using several techniques.

The simulation was carried out by the software SRIM2006. With this program, we have predicted various collision phenomena occurring between the antimony ions and a target of amorphous silicon. We have obtained different redistributions of the ions (in depth and laterally) in the Si target. In addition, we have obtained several parameters related to ion implantation of antimony in Si: the projected range R_p , the standard deviation ΔR_p , the lateral range R_{\perp} etc. On the other hand, we have predicted the various defects which are generated by antimony implantation in Si: vacancies, phonons, etc.

Experimentally, the samples were prepared by ion implantation of Sb^+ (dose = 1.6×10^{15} Sb^+/cm^2 , energy = 120 keV) in Si (111) substrates. Afterwards, a heat treatment at 900 °C during 30 minutes (under ultra high vacuum) was used to recover the damage induced by ion implantation in the target and to activate the dopant.

Concerning the analysis of the specimens, we have mainly used the X ray diffraction (XRD), the resistivity measurements and Rutherford backscattering spectroscopy (RBS) in random and channeled modes. By these analyses, we were able to characterize the specimens before and after thermal annealing. We noticed that considerable radiation damage has been enhanced by antimony ion implantation in Si targets. These defects have been well recovered by the thermal annealing. Concerning the antimony ions, a good electrical activation has been noticed for this dopant.

Finally, we note that the experimental results were in agreement with the predictions obtained by simulation.

Keywords: Silicon, antimony, ion implantation, radiation defects, ion-matter interactions.

Résumé

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à l'étude de l'implantation ionique de l'antimoine dans le silicium. L'investigation a été réalisée par simulation et expérimentalement en utilisant plusieurs techniques d'analyse.

La simulation a été effectuée par le logiciel SRIM 2006. Il nous a permis de prévoir différents phénomènes de collisions entre les ions d'antimoine et une cible de silicium amorphe. Nous avons obtenu les différentes redistributions des ions (en profondeur et latéralement) dans la cible Si. En plus, nous avons obtenu plusieurs paramètres liés à l'implantation ionique de l'antimoine dans Si : le parcours projeté R_p , la déviation standard ΔR_p , le parcours latéral R_{\perp} , etc. En parallèle, nous avons pu prévoir les différents défauts pouvant être générés suite à l'implantation de l'antimoine dans Si : lacunes, phonons, etc.

Expérimentalement, les échantillons ont été élaborés par implantation ionique de Sb^+ (dose = $1.6 \times 10^{15} Sb^+/cm^2$, énergie = 120 keV) dans des substrats de Si (111). Un traitement thermique à 900 °C pendant 30 minutes (sous ultra vide) a été utilisé pour la guérison des dommages induits dans la cible et pour l'activation électrique de l'antimoine.

Concernant l'analyse des spécimens, nous avons principalement mis en œuvre : la diffraction des rayons X (DRX), la mesure de la résistivité par la méthode de quatre pointes et la spectroscopie de rétrodiffusion Rutherford (RBS) en modes random et canalisé. Par ces analyses nous avons pu caractériser les spécimens avant et après recuit thermique. Nous avons remarqué qu'un grand dégât d'irradiation a été engendré par l'implantation des ions d'antimoine dans les cibles de Si. Par la suite, ces perturbations ont été bien guéries par le recuit thermique effectué. S'agissant de l'antimoine, les techniques mises en œuvre ont révélé une bonne activation électrique de ce dopant.

Notons enfin, que les résultats expérimentaux étaient en accord avec les prédictions faites par simulation.

Mots clés : Silicium, antimoine, implantation ionique, défauts d'irradiation, interactions ion-matière.