

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR

ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MENTOURI DE CONSTANTINE

FACULTE DES SCIENCES EXACTES

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre :.....

Série :.....

MEMOIRE

Présenté pour obtenir le diplôme de Magister en Physique

Spécialité : Sciences des Matériaux

Option : Semi-conducteurs

THEME

**Etude par spectroscopie de rétrodiffusion
Rutherford de l'implantation ionique
de Sb^+ dans Si.**

*Effet de l'orientation du détecteur sur les
spectres obtenus*

Par :

Nouri Rachida

Soutenu le : 13 /10 /2010

Devant le jury :

Président :	S. Boudjadar	<i>M. C.</i>	Université Mentouri-Constantine
Rapporteur :	R. Labbani	<i>Prof.</i>	Université Mentouri-Constantine
Examineurs :	A. Telia	<i>Prof.</i>	Université Mentouri-Constantine
	A. Roustila	<i>Prof.</i>	Université Mentouri-Constantine

Remerciements

Mes remerciements vont tout premièrement à Dieu le tout puissant pour la volonté, la santé et la patience qu'il m'a données pour réaliser ce travail.

*Le travail de ce mémoire de magistère a été réalisé au Laboratoire des Couches Minces et Interfaces (LCMI) – Université Mentouri de Constantine, grâce à l'accueil de son directeur le Professeur **R. Halimi**.*

*J'exprime toute ma gratitude à M^{elle} **R. Labbani**, Professeur à l'université de Constantine, car elle a été un excellent encadreur. J'ai bénéficié de ses grandes connaissances scientifiques, de sa rigueur et de sa persévérance. Elle a toujours été disponible et très ouverte à toutes les discussions. Elle a suivi attentivement et activement la progression de mon travail. Elle a toujours su comment me motiver, me diriger et me soutenir. Je la remercie vivement pour la confiance et la considération qu'elle m'a toujours octroyées.*

*Monsieur **S. Boudjadar**, Maître de Conférences à l'université de Constantine m'a fait l'honneur d'examiner ce travail et de présider le jury de soutenance, je tiens à lui adresser ma considération distinguée.*

*Mes remerciements les plus vifs à Monsieur **A. Telia**, Professeur à l'université de Constantine pour l'intérêt qu'il a manifesté à mon travail et d'avoir accepté d'être membre de jury.*

*Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Melle **A. Roustila**, Professeur à l'université de Constantine, d'avoir accepter de faire partie de ce jury.*

*Mes sincères remerciements vont particulièrement à Monsieur **Endre Kótai**, Professeur au Laboratoire de Physique nucléaire à l'institut KFKI de Budapest, Hongrie, pour son aide durant la mise en œuvre du logiciel RBX. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.*

*Un grand merci à mes collègues de laboratoire qui ont contribué à créer une atmosphère conviviale et détendue. Plus particulièrement, je tiens à remercier : **N. Sobti, A. Tabouche, H. Serrar, L. Baouni et F. Kermiche.***

J'aimerais remercier mon mari pour son incroyable gentillesse, son aide, sa patience et ses précieux conseils.

Je n'oublie pas non plus de remercier chaleureusement mes parents qui m'ont toujours soutenu affectivement et moralement, ainsi que mes frères et sœurs pour leur soutien financier tout au long de ce travail. A eux, je dédie ce mémoire.

Enfin je remercie tous ceux qui de près ou de loin m'ont permis de mener ce travail à son terme.

Rachida Nouri

Sommaire

<i>Introduction générale</i>	1
------------------------------------	---

CHAPITRE I : Présentation globale de l'implantation ionique

1. Introduction	3
2. Principales caractéristiques de la technique.....	3
3. Applications de la méthode	3
4. Avantages et inconvénients de la technique	4
5. Principe des implanteurs ioniques	5
6. Interactions ion-matière	7
7. Bases théoriques des interactions ion-matière	9
7.1. Cas d'un matériau amorphe	9
7.1.1. Pouvoir d'arrêt nucléaire	11
7.1.2. Pouvoir d'arrêt électronique	13
7.2. Cas d'un matériau cristallin	14
8. Distribution des ions après implantation.....	16
9. Défauts d'implantation	20
10. Angles d'implantation et effet de canalisation	22
11. Recuit thermique	22
11.1. Le recuit conventionnel	23
11.2. Le recuit rapide (RTA ou " Rapid Thermal annealing").....	23
12. Bilan	25

CHAPITRE II : La spectroscopie de rétrodiffusion Rutherford

1. Introduction	26
2. Historique	26
3. Principales propriétés de la méthode RBS	26
4. Principales applications	27
5. Avantages et inconvénients de la technique	28
6. Dispositif expérimental	29
7. Principe de la technique	34
8. Bases physiques de la RBS	34
8.1. Le facteur cinématique (facteur de diffusion) K	35

8.2. La Section efficace de diffusion	38
8.3. La perte d'énergie	40
8.4. La dispersion en énergie « Stagging »	41
9. Détermination des paramètres de l'implantation ionique à partir d'un profil RBS	42
9.1. La concentration du dopant	42
9.2. Le parcours projeté R_p	43
9.3. La déviation standard ΔR_p	43
10. Calcul de l'énergie après rétrodiffusion et le profil de concentration des ions implantés en profondeur de la cible.....	44
11. Rétrodiffusion Rutherford en condition de canalisation (RBS-C).....	47
11.1. Introduction	47
11.2. Historique	48
11.3. Principales propriétés de la méthode RBS-C	48
11.4. Principales applications	48
11.5. Avantages et inconvénients de la technique	49
11.6. Principe de la RBS-C	49
11.7. L'épaisseur de la couche endommagée	50
11.8. Profil des défauts	50
12. Bilan	52

CHAPITRE III : Caractérisation des échantillons avant le traitement RTP

1. Introduction.....	54
2. Préparation d'échantillons	54
3. Conditions expérimentales mises en œuvre pour l'analyse des spécimens.....	54
4. Etalonnage expérimental du détecteur RBS	55
5. La section efficace de diffusion	57
6. Résultats obtenus par la technique RBS en mode random	58
6.1. Simulation RUMP et RBX des spectres RBS correspondant aux échantillons vierges.....	58
6.1.1 Cas de l'orientation normale du détecteur ($\varphi = 10^\circ$).....	58
6.1.2. Cas de l'orientation rasante du détecteur ($\varphi = 75^\circ$)	59
6.2. Étude semi-empirique des spectres RBS enregistrés à partir des échantillons implantés et non recuits.....	60

6.2.1. Cas de l'orientation normale du détecteur ($\varphi = 10^\circ$).....	60
6.2.2. Cas de l'orientation rasante du détecteur ($\varphi = 75^\circ$).....	63
6.3. Simulation RUMP et RBX des spectres RBS enregistrés à partir des échantillons implantés et non recuit.....	65
6.3.1. Cas de l'orientation normale du détecteur ($\varphi = 10^\circ$).....	65
6.3.1.1. Évaluation des paramètres liés à l'implantation ionique de Sb^+ dans Si	65
6.3.1.2. Simulation des profils de concentrations des ions Sb^+	67
6.3.2. Cas de l'orientation rasante du détecteur ($\varphi = 75^\circ$)	70
6.3.2.1. Évaluation des paramètres liés à l'implantation ionique de Sb^+ dans Si	70
6.3.2.2. Simulation des profils de concentrations des ions Sb^+	72
7. Résultats obtenus par la technique RBS en mode canalisé.....	75
7.1. Simulation RBX des spectres RBS correspondant aux échantillons vierges.....	75
7.1.1. Cas de l'orientation normale du détecteur ($\varphi = 10^\circ$).....	75
7.1.2. Cas de l'orientation rasante du détecteur ($\varphi = 75^\circ$).....	76
7.2. Simulation RBX des spectres RBS enregistrés à partir des échantillons implantés et non recuits.....	78
7.2.1. Cas de l'orientation normale du détecteur ($\varphi = 10^\circ$).....	78
7.2.1.1. Évaluation de l'épaisseur de la couche endommagée du silicium.....	78
7.2.1.2. Etude du comportement des ions Sb^+	79
7.2.1.3. Profil de défauts	80
7.2.2. Cas de l'orientation normale du détecteur ($\varphi = 75^\circ$).....	81
7.2.2.1. Évaluation de l'épaisseur de la couche endommagée du silicium	81
7.2.2.2. Etude du comportement des ions Sb^+	83
7.2.2.3. Profil de défauts	83
8. Comparaison entre les deux orientations	84
9. Conclusion partielle	85

CHAPITRE IV : Caractérisation des échantillons après le traitement RTP

1. Introduction.....	87
2. Préparation d'échantillons	87
3. Résultats obtenus par la technique RBS en mode random	87

3.1. Simulation RUMP et RBX des spectres RBS enregistrés à partir des échantillons implantés et recuits	87
3.1.1. Cas de l'orientation normale du détecteur ($\varphi = 10^\circ$).....	87
3.1.1.1. Évaluation des paramètres liés à l'implantation ionique de Sb^+ dans Si	87
3.1.1.2. Simulation des profils de concentrations des ions Sb^+	90
3.1.1.3. Etude du comportement des ions Sb^+	92
3.1.2. Cas de l'orientation rasante du détecteur ($\varphi = 75^\circ$)	92
3.1.2.1. Évaluation des paramètres liés à l'implantation ionique de Sb^+ dans Si	92
3.1.2.2. Simulation des profils de concentrations des ions Sb^+	95
3.1.2.3. Etude du comportement des ions Sb^+	97
4. Résultats obtenus par la technique RBS en mode canalisé	97
4.1. Simulation RBX des spectres RBS enregistrés à partir des échantillons implantés et recuits..	97
4.1.1. Cas de l'orientation normale du détecteur ($\varphi = 10^\circ$).....	97
4.1.1.1. Évaluation de l'épaisseur de la couche endommagée du silicium	97
4.1.1.2. Etude du comportement des ions Sb^+	98
4.1.1.3. Profils de défauts	99
4.1.2. Cas de l'orientation rasante du détecteur ($\varphi = 75^\circ$).....	101
4.1.2.1. Évaluation de l'épaisseur de la couche endommagée du silicium.....	101
4.1.2.2. Etude du comportement des ions Sb^+	102
4.1.2.3. Profils de défauts	103
5. Conclusion partielle.....	105
Conclusion générale	106
Annexe I	108
Annexe II	110
Références Bibliographiques	114

Introduction générale

Introduction générale

La technologie des semi-conducteurs exige le contrôle du type et de la concentration des impuretés à l'intérieur d'un cristal semi-conducteur. Le moyen le plus pratique pour y parvenir est d'employer la technique de l'implantation ionique. Cette méthode consiste à introduire des espèces étrangères, au voisinage de la surface du substrat, par bombardement ionique dont l'énergie d'accélération détermine la profondeur de pénétration des ions dans la cible. On utilise fréquemment ce procédé pour obtenir des jonctions peu profondes à la surface de la cible. Une fois la cible est implantée, des dommages sont générés dans les régions superficielles et les ions sont aléatoirement répartis dans le substrat. Des traitements thermiques à hautes températures sont souvent utilisés pour la guérison des défauts et l'activation électrique du dopant. Les éléments les plus utilisés pour le dopage du silicium sont le phosphore, le bore, l'arsenic et l'antimoine. Ce dernier, est un élément lourd présentant une faible diffusivité dans Si. Ainsi, il est approprié à la formation des jonctions peu profondes de type N. Un intérêt important a été porté à l'antimoine comme un dopant pour son rôle dans le développement des transistors à effet de champ et des détecteurs infrarouges [1].

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 utilisant la spectroscopie de rétrodiffusion Rutherford (Rutherford Backscattering Spectroscopy, RBS) en modes random et canalisé. Durant la mise en œuvre de cette technique, deux détecteurs (orientés différemment par rapport à la surface des échantillons) seront utilisés. Le but est d'étudier l'influence de ces orientations sur la qualité des spectres (*i.e.* les résultats) obtenus. Comme le dépouillement des spectres RBS exige la mise en œuvre de programmes informatiques, nous allons utiliser deux logiciels complémentaires qui sont les codes RUMP et RBX. Notre investigation sera constituée de deux parties essentielles. La première sera consacrée à l'étude des spécimens avant recuit thermique. Quant à la seconde partie, elle sera destinée à l'étude des échantillons après le traitement thermique des échantillons.

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

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. On parlera, également, de l'effet du traitement thermique sur la guérison des défauts. Enfin, un bilan sera donné.

Dans le deuxième chapitre, on fera ressortir les principes de base de la technique de rétrodiffusion Rutherford (RBS), où on présentera le phénomène de canalisation. A la fin, un bilan sera proposé.

Dans le troisième chapitre, nous exposerons les différents résultats obtenus par simulation en utilisant les codes RUMP et RBX. Ils seront discutés point par point et comparés avec la littérature. A la fin, une conclusion partielle sera proposée.

Au cours du quatrième chapitre, nous allons exposer les résultats obtenus à partir des échantillons recuits. 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. Aussi, nous proposerons les perspectives possibles pour ce travail.

Enfin des annexes seront proposées pour exposer quelques propriétés physico-chimiques des éléments Si et Sb et pour donner quelques détails concernant les différents codes de la simulation.

Chapitre I

*Présentation globale de
l'implantation ionique*

1. Introduction

La technologie microélectronique met en œuvre un grand nombre d'étapes nécessaires à la fabrication d'un circuit intégré [2]. L'une des principales étapes est le dopage des semi-conducteurs. Il est, le plus souvent, réalisé par implantation ionique présentant des avantages indéniables par rapport au procédé de diffusion thermique [3].

Au cours de ce premier chapitre, nous allons faire une description des phénomènes induits par l'implantation ionique ainsi que la théorie des pertes d'énergie lors de l'interaction ion - matière. Plusieurs paramètres seront envisagés à savoir : les avantages et inconvénients, la description d'un implantateur ionique, l'effet de canalisation ...etc. Enfin nous exposerons le principe du recuit thermique nécessaire pour guérir les défauts et activer les ions introduits.

2. Principales caractéristiques de la technique

Cette technique (*i.e.* l'implantation ionique) est un procédé qui consiste à modifier la composition superficielle et les propriétés des matériaux (les cibles) en faisant pénétrer des ions (les projectiles) possédant une énergie suffisante. Cette énergie est fournie par accélération dans un champ électrique.

La profondeur moyenne de pénétration des ions est déterminée par : le type du dopant, les matériaux cibles, et l'énergie d'accélération. Généralement, les énergies d'implantation ionique s'étendent de plusieurs centaines à plusieurs millions d'électron-volts, ayant pour résultat des distributions d'ions avec des profondeurs moyennes de 10 nm à 10 μm . La dose est souvent comprise entre 10^{10} et 10^{16} ions/cm² [4-7].

3. Applications de la méthode

Cette technique est principalement employée dans l'industrie électronique. Elle a été introduite dès 1951, grâce à Shockley (un des inventeurs du transistor), pour remplacer le processus classique (diffusion à haute température) de dopage des semi-conducteurs [8]. De nos jours, ce procédé est mis en œuvre pour la réalisation de tous types de circuits intégrés.

Actuellement, l'implantation ionique est utilisée dans divers domaines [5, 9,10] : Pour les métaux, on obtient des améliorations intéressantes de la tenue à l'usure, à la fatigue, à la corrosion et à l'oxydation. Dans le domaine des céramiques, elle est appliquée pour améliorer les propriétés mécaniques telles que la fragilité et les ruptures qui s'amorcent en surface. Dans

le cas des polymères, elle est appliquée pour l'augmentation de la conductivité électrique (jusqu'à 14 fois) rendant ainsi les polymères semi-conducteurs.

4. Avantages et inconvénients de la technique

Comme tout processus technologique, l'implantation ionique possède aussi bien des avantages que des inconvénients [2, 3, 9-13].

Les principaux avantages de l'implantation ionique sont :

- ☞ Amélioration des propriétés de surface sans affecter les propriétés volumiques des matériaux ;
- ☞ Pas de problème d'interface ou d'adhérence contrairement aux dépôts ;
- ☞ Contrôle précis du nombre et de la profondeur de pénétration des ions ;
- ☞ Processus hors équilibre thermodynamique : possibilité de dépasser la solubilité limite ;
- ☞ Possibilité d'introduction d'éléments non miscibles dans la cible ;
- ☞ Le procédé est très simple ;
- ☞ Il n'y a pas de variation dimensionnelle (*i.e* on peut l'appliquer directement sur les pièces finies);
- ☞ Les paramètres à gérer sont très peu nombrables : ils sont tous facilement reproductibles et contrôlables par un courant ou une tension ;
- ☞ La méthode s'applique pratiquement à n'importe quel type de substrat et à n'importe quel type d'impureté ;
- ☞ Pour des pièces de précision, elle ne provoque pas de déformation thermique ;
- ☞ Dispersion latérale réduite ;
- ☞ Très rapide (16 plaquettes ne peuvent prendre que quelques 6 secondes pour une dose modérée) ;
- ☞ Des profils complexes peuvent être réalisés par implantations à plusieurs énergies.

Les principaux désavantages de l'implantation ionique sont :

- ☞ Présence du caractère directionnel : il est très difficile de traiter des objets à 3D par ce procédé ;

- ☞ Les surfaces à traiter doivent être externes ou en vue directe du faisceau d'ions ;
- ☞ Présence de dégâts d'irradiation, sous forme des lacunes, interstitiels et défauts étendus, incomplètement récupérés par le recuit ;
- ☞ Souvent les sources de gaz employées sont extrêmement toxiques telles que l'arsine (AsH_3), et la phosphine (PH_3) ;
- ☞ Equipement lourd et très coûteux.

5. Principe des implanteurs ioniques

L'implanteur est en pratique un fournisseur et un accélérateur d'ions (Fig.1). 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. Dans le cas des espèces métalliques, les composés peuvent être obtenus par chloruration : le passage du gaz réactif (Cl_2) sur le métal placé dans un creuset produit, du fait des températures élevées atteintes dans la chambre, des composés volatils, qui sont ensuite dissociés et ionisés par des électrons lesquels sont émis par un filament chauffé par effet joule. Le faisceau d'ions est extrait de la source grâce à l'application d'un champ électrostatique à la sortie de la chambre d'ionisation. Il passe ensuite dans un aimant qui assure un tri des ions suivant leur masse et permet de sélectionner l'espèce désirée qui subit l'accélération finale. Après la purification et l'accélération du faisceau par un fort champ électrique, la mise en forme du faisceau d'ions est assurée par des lentilles électrostatiques. Ensuite, le faisceau est balayé sur la surface du matériau soit électrostatiquement ou mécaniquement (par déplacement du porte échantillon) de manière à assurer un traitement uniforme. Les pièces à traiter sont généralement fixées sur des montages refroidis pour évacuer l'énergie thermique apportée par le faisceau d'ions [2, 5, 9, 10].

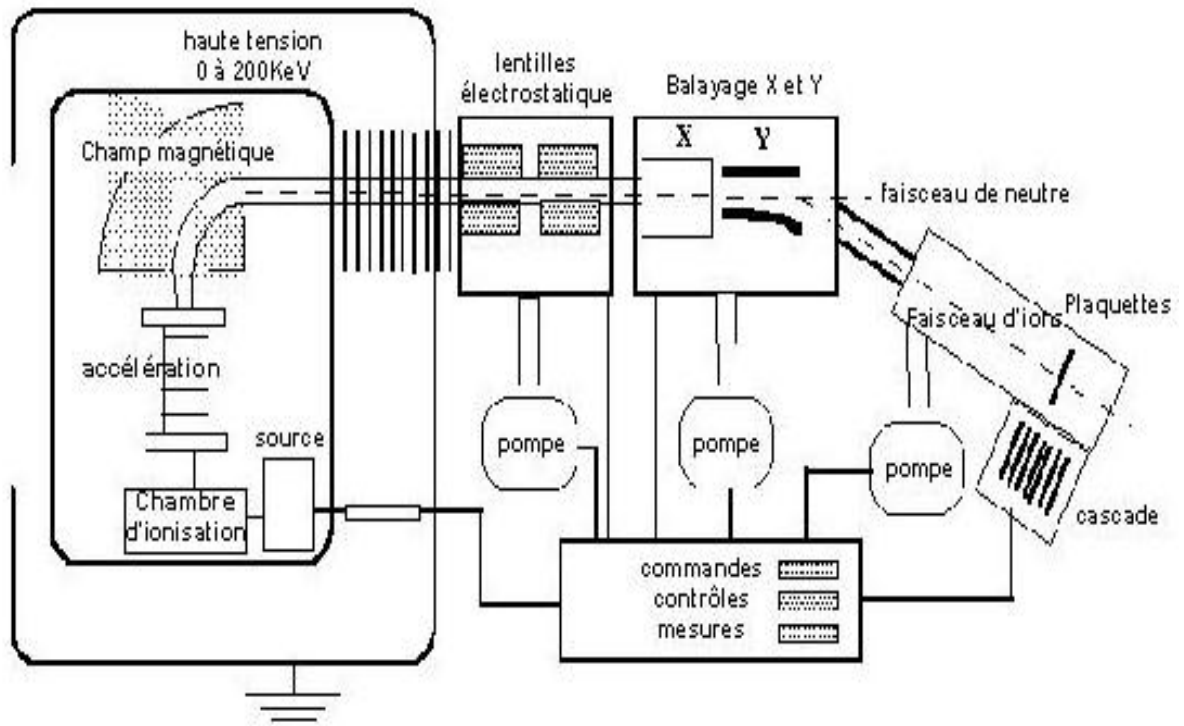


Figure.1 Schéma simplifié d'un implantateur d'ions [2].

Au delà de ces éléments de base, une machine comporte les fonctions suivantes [2, 3, 5,10] :

- Comptage des ions pour arrêter l'implantation quand la dose visée est atteinte ;
- Chargement et déchargement des pièces ;
- Système de pompage permettant d'obtenir un vide poussé ;
- Electronique de commande et de contrôle de l'ensemble de la machine.

Les paramètres à régler sur la machine sont :

- L'énergie des ions (de 0 à 200 keV) ;
- Le courant du faisceau, fourni par l'implantateur, qui dépend des caractéristiques de la machine et de l'espèce implantée ;
- La dose implantée (ions /cm²) : Celle-ci se mesure en nombre d'atomes par unité de surface pour toutes les profondeurs. Cette mesure est possible car le flux d'ions atteignant la surface de l'échantillon correspond à un courant. L'intégration du courant pour une surface bien définie sur la durée de l'implantation permet de mesurer la dose.

Les paramètres des surfaces traitées sont :

- La profondeur d'implantation R_p qui est directement liée à l'énergie des ions et à leur masse atomique, ainsi qu'à celle des atomes de la cible ;
- La concentration, définie en atome/cm³ qui est directement liée à la dose.

6. Interactions ion-matière

Lors de l'implantation ionique dans un solide, quatre phénomènes physiques très différents peuvent avoir lieu par interaction de la particule chargée incidente avec les électrons et les noyaux des atomes cibles. D'après la figure 2, ces phénomènes peuvent être [13] :

- ◆ Des chocs élastiques ayant lieu par transfert de la quantité de mouvement aux atomes-cibles ;
- ◆ Des chocs inélastiques par excitation-ionisation de la cible ;
- ◆ Une production de photon ;
- ◆ Apparition de diverses réactions nucléaires.

La probabilité d'apparition de chacun de ces phénomènes dépend des caractéristiques de la particule incidente telles que la masse, la charge et l'énergie. Cependant, on doit signaler que les deux derniers processus se déroulent lors des implantations à très hautes énergies (généralement supérieures au GeV) [14]. Par ailleurs, d'après la figure 2, il est clair que des phénomènes perturbateurs peuvent se produire, il s'agit de :

- ◆ **La rétrodiffusion des ions incidents** : ayant lieu si la masse de la particule incidente est trop faible par rapport à la masse de l'atome cible. La particule incidente peut rebondir sur les noyaux du solide jusqu'à ce qu'elle sera rétrodiffusée ;
- ◆ **Emission de rayonnement** : par l'éjection de produits des réactions nucléaires : électrons secondaires, photons, particules légères et/ou lourdes ;
- ◆ **La pulvérisation** : ayant lieu en surface (*i.e.* des noyaux peuvent être éjectés du matériau) ;

- ◆ **La création de défauts** : ayant lieu dans le matériau cible, si l'énergie transférée par collisions nucléaires aux atomes cibles est supérieure à l'énergie de liaison du solide. Ceux-ci peuvent avoir lieu sous forme de : lacunes, amorphisation, agrégats moléculaires. Chaque atome peut alors, à son tour, déplacer d'autres atomes par un processus en cascade d'où l'endommageant de la cible.

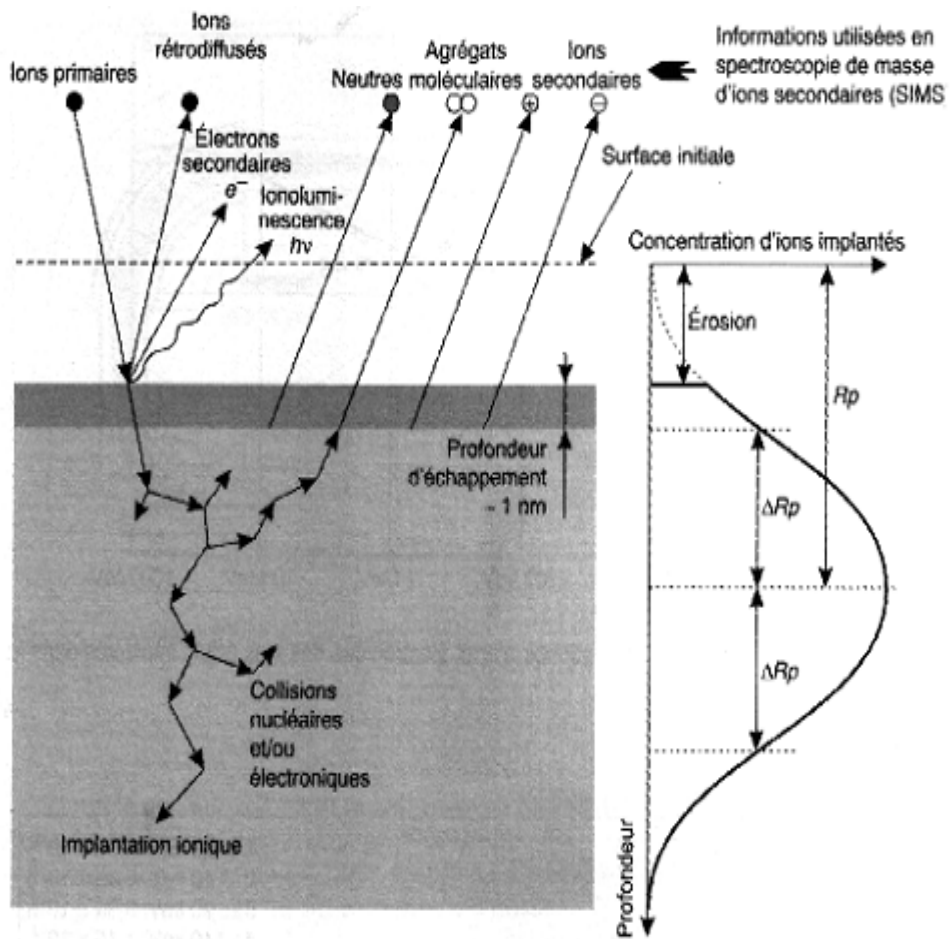


Figure. 2 Schéma montrant les différents phénomènes pouvant se produire dans une cible soumise à l'implantation ionique [5].

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

7. Bases théoriques des interactions ion-matière

7.1. Cas d'un matériau amorphe

L'un des facteurs principaux qui joue un rôle intéressant dans les théories de l'arrêt des ions, dans un matériau, est la perte d'énergie par unité de profondeur (longueur) (*i.e* le pouvoir d'arrêt ou section efficace de ralentissement). Il traduit la diminution de l'énergie cinétique pendant la pénétration des ions dans le solide selon la théorie LSS (Lindhard, Scharff et Schiott) [15,16]. Deux processus décrivent cette perte d'énergie. En fonction du domaine d'énergie utilisé et de la masse atomique de l'ion, l'un des deux processus devient dominant par rapport à l'autre. Le premier processus est la collision nucléaire (S_n) traduisant le choc élastique direct des ions avec les atomes du matériau. Quand au deuxième, il est dit collision électronique (S_e). Il décrit l'interaction inélastique des ions avec le cortège électronique des atomes cibles. La superposition des deux processus donne le pouvoir total (S) qui est proportionnel à la perte énergétique de l'ion rapportée à la distance parcourue $\left(\frac{dE}{dX}\right)$. Par conséquent, la perte d'énergie par unité de longueur peut être écrite comme suit :

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{total} = \left(\frac{dE}{dX}\right)_{nucléaire} + \left(\frac{dE}{dX}\right)_{électronique} \dots \dots \dots (1)$$

Le pouvoir total $S(E)$ a pour expression [17] :

$$S(E) = \frac{1}{N} \frac{dE}{dX} = S_n + S_e \dots \dots \dots (2)$$

Où :

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

Dans le cas d'un matériau polyatomique, la section efficace totale de ralentissement se calcule en faisant la somme pondérée des contributions des différents éléments [5]:

$$S(E) = \sum_i N_i S_i (E) \dots \dots \dots (3)$$

La figure 3 schématise la variation du pouvoir d'arrêt en fonction de la vitesse de l'ion incident. La forme générale de ces courbes est valable quels que soient l'ion et le matériau. Quatre régions distinctes apparaissent :

Zone I : représente la région des faibles vitesses, dans laquelle l'arrêt nucléaire joue un rôle important. Cette contribution nucléaire est d'autant plus importante que l'ion est plus lourd. Le pouvoir d'arrêt électronique est sensiblement proportionnel à la vitesse de l'ion, soit à la racine carrée de l'énergie incidente.

Zone II : dominée par l'arrêt électronique, lequel passe par un maximum pour une vitesse égale à $2Z_1 V_0$ (V_0 est la vitesse de Bohr « $\frac{e^2}{h}$ », soit $2.2 \cdot 10^8$ cm/s, et Z_1 étant le numéro atomique de l'ion incident). Au-delà de cette valeur, la probabilité pour que l'ion soit complètement ionisé devient très importante. Les collisions électroniques seront par conséquent moins nombreuses.

Zone III : dite de Beth-Block, le pouvoir d'arrêt décroît quand l'énergie augmente.

Zone IV : elle correspond aux énergies relativistes (vitesse ionique au delà de 10^7 eV/amu). Dans cette zone, S_e redevient proportionnel à la vitesse incidente à cause de l'émission de photons par le matériau [14]. Sur la figure 3, cette zone est non représentée.

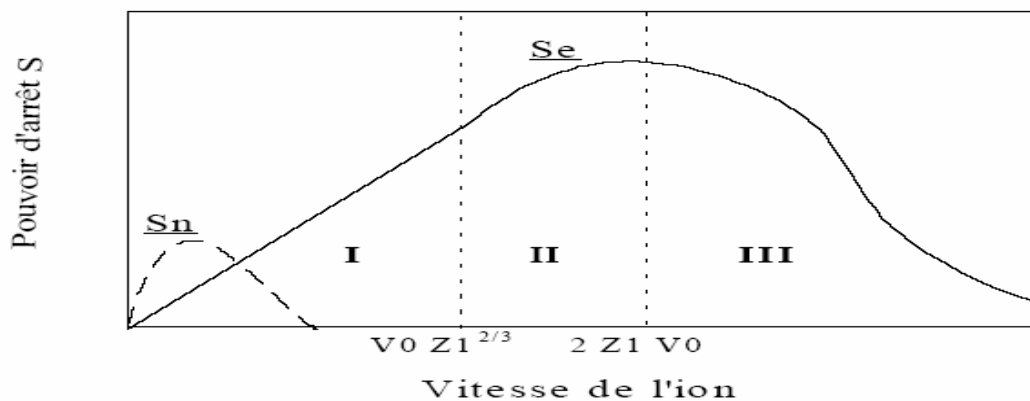


Figure.3 Composantes nucléaire et électronique du pouvoir d'arrêt en fonction de la vitesse de l'ion incident. I. Arrêt nucléaire, II. Arrêt électronique, III. Zone de Beth-Block [18].

7.1.1. Pouvoir d'arrêt nucléaire

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

Deux modèles sont utilisés conjointement pour représenter ce phénomène : la mécanique des chocs (théorie des collisions élastiques) et la diffusion d'une particule chargée dans un potentiel (diffusion de Rutherford). Les collisions nucléaires permettent alors le ralentissement des particules incidentes en transférant leurs moments cinétiques aux atomes cibles. Elles permettent également la détermination de la distribution spatiale des impuretés dans la cible. Le processus de ralentissement nucléaire se produit surtout pour des ions lourds et de faible vitesse. Si E est l'énergie cinétique de l'ion incident, N le nombre d'atomes par unité de volume du matériau cible et T_{max} le transfert maximal d'énergie, le pouvoir d'arrêt nucléaire (section efficace de ralentissement nucléaire) est défini comme étant [17] :

$$S_n(E) = \frac{1}{N} \left(\frac{dE}{dX} \right) = \int_0^{T_{max}} T d\sigma \dots \dots \dots (4)$$

Où :

- T : l'énergie transférée à l'atome cible par l'ion incident ;
- $d\sigma$: la section efficace différentielle (*i.e* la probabilité pour que le projectile cède de l'énergie à la particule cible lors du processus de collision).

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

$$d\sigma = 2\pi p dp \dots \dots \dots (5)$$

Où :

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

Plusieurs modèles de potentiels et de fonctions d'écrantage ont été proposés. Cela se justifie physiquement par les effets d'écran à grande distance, un potentiel purement coulombien n'est alors plus adapté. La théorie de Lindhard-Scharff-Sciott, dite (LSS), est utilisée pour décrire

les collisions nucléaires dans un matériau amorphe. Elle utilise le potentiel interatomique de Thomas-Fermi qui est de la forme suivante :

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \phi\left(\frac{r}{a}\right) \dots\dots\dots (6)$$

Où :

Z_1, Z_2 : numéros atomiques de l'ion et de la cible respectivement.

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

$$a = \frac{0.8853 a_0}{\sqrt{Z_1^{\frac{2}{3}} + Z_2^{\frac{2}{3}}}} \dots\dots\dots (7)$$

Dans la formule (7), le terme a_0 désigne le rayon de Bohr, il est exprimé par :

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{m e^2} = 0.529 \text{ \AA} \dots\dots\dots (8)$$

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

$$T(p) = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E \sin^2\left(\frac{\theta(p)}{2}\right) \dots\dots\dots (9)$$

M_1 et M_2 sont les masses atomiques respectivement de l'ion incident et de l'atome cible. Le pouvoir d'arrêt (S_n) d'une particule incidente est finalement calculé en intégrant T(p) et ($d\sigma$) sur le chemin parcouru [14]. La forme générale de la courbe est donnée sur la figure 3.

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

$$\sigma(T, E_1) = \pi \frac{m_1}{m_2} \frac{(Z_1 Z_2 e^2)^2}{E_1} \frac{1}{T^2} \dots \dots \dots (10)$$

7.1.2. Pouvoir d'arrêt électronique

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

La collision électronique est alors responsable de l'excitation des atomes, et donc du réchauffement de l'échantillon. L'atome est à l'état excité pendant un temps très court. L'élévation de la température étant très brève et extrêmement localisée, il est difficile de la mesurer expérimentalement. Les interactions inélastiques entre les ions incidents et les atomes cibles sont beaucoup plus complexe que les interactions élastiques. Ceci est dû au fait que les interactions inélastiques ne peuvent pas être décrites par des chocs entre deux corps. En effet, l'énergie transférée par l'ion incident aux électrons qui sont eux-mêmes liés aux noyaux de la cible est faible par rapport à l'énergie cinétique de la particule. Le ralentissement électronique est important dans le cas des ions légers à forte énergie. Bien que les implantations ioniques appartiennent généralement à la zone II, le pouvoir d'arrêt reste proportionnel à la vitesse de l'ion. Deux modèles principaux peuvent être utilisés pour les collisions électroniques, le modèle de Firsov [19] et le modèle LSS [15].

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

Le modèle LSS : il utilise l'approximation de la collision binaire ; c'est-à-dire que les chocs ne sont pas corrélés, étant supposés indépendants les uns des autres. Cette approximation est presque toujours utilisée dans les logiciels de simulation de l'implantation ionique. D'autre

part, la proportionnalité entre les pertes d'énergie électronique et la vitesse de l'ion a conduit Lindhard [20] à modéliser l'interaction pour n projectiles de charge $Z_1.e$ se déplaçant dans un gaz électronique.

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

$$S_e = 8\pi e^2 a_0 \frac{Z_1^{\frac{7}{6}}}{\left(Z_1^{\frac{2}{3}} + Z_2^{\frac{2}{3}}\right)^{\frac{3}{2}}} \frac{V}{V_0} D, \text{ soit } S_e = K \cdot E^{\frac{1}{2}} \dots \dots \dots (11)$$

Où :

- D : densité électronique de la cible ;
- V_0 : la vitesse de Bohr ;
- a_0 : le rayon de Bohr ;
- V : la vitesse de l'ion ;
- K: une constante tabulée théoriquement par Lindhard et al [21].

7.2. Cas d'un matériau cristallin

Le matériau monocristallin possède une structure anisotrope dont les effets directionnels peuvent jouer un rôle important lors de l'implantation ionique. En effet, l'arrangement en rangées et en plans cristallins a une influence non négligeable sur le pouvoir d'arrêt.

Si le faisceau d'ions possède une direction quelconque par rapport au axes et au plans cristallographiques, l'effet directionnel est nul, et tout se passe comme si le matériau implanté est amorphe. Lorsque l'angle d'incidence des ions (par rapport a une rangée ou a un plan de la cible) est inférieur à une valeur critique Ψ_c , l'ion est repoussé progressivement, par une série de déviations successives corrélées vers la rangée ou le plan adjacent. De cette façon, l'ion est focalisé entre deux plans ou dirigé suivant un axe cristallographique. Ceci est désigné par l'effet de canalisation qui peut être axial (par rapport à une direction) ou planaire (par rapport à un plan). Les cas d'une canalisation axiale sont schématisés dans la figure 4. Le parcours des ions en profondeur est par conséquent très augmenté par rapport au cas de la cible amorphe parce que la transition entre les deux types de ralentissement (S_n) et (S_e) dans la zone I (Figure 3) se fait avec une énergie beaucoup plus faible. Le parcours ionique moyen

devient alors important, c'est-à-dire l'ion pénètre plus profondément dans le matériau. En pratique, les cibles monocristallines sont généralement désorientées, par rapport à l'axe du faisceau ionique, d'un angle de 7° pour empêcher la canalisation des ions.

Lors d'une canalisation axiale ou planaire, l'ion ne subit que très peu de collisions élastiques (nucléaire) avec les noyaux, et le pouvoir d'arrêt nucléaire est considérablement réduit. Les ions canalisés perdent leur énergie, presque uniquement, par interactions inélastiques sur les électrons. De la même façon que pour les matériaux amorphes, deux approches sont possibles pour étudier théoriquement ces phénomènes : une approche analytique basée sur l'approximation du potentiel continu, et une approche de type Monte-Carlo qui considère les interactions comme étant une suite de collisions binaires.

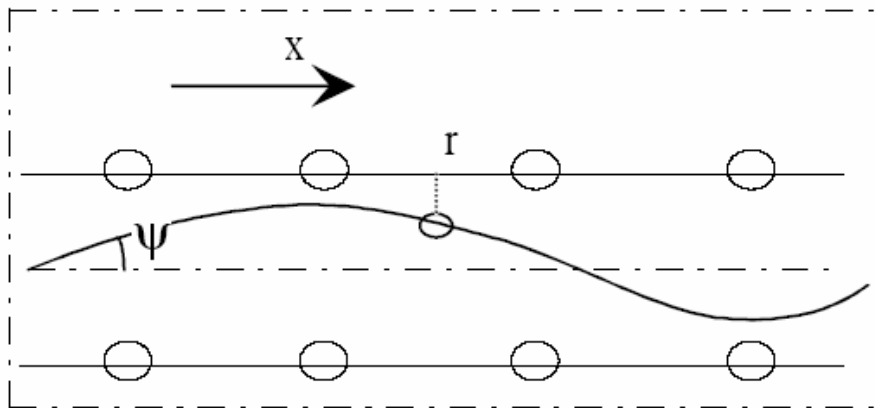


Figure.4 Schématisation d'une canalisation axiale (Ψ est l'angle du faisceau incident par rapport au centre du canal, et r est la distance entre l'ion et la paroi) [22].

Dans l'approximation du potentiel continu, l'angle critique Ψ_c de canalisation s'exprime comme suit :

Pour une canalisation axiale :

$$\Psi_c = \sqrt{\frac{2Z_1Z_2e^2}{E_0d}} = 9.73 \sqrt{\frac{Z_1Z_2}{E_0d}} \dots \dots \dots (12)$$

Pour une canalisation planaire :

$$\Psi_c = \sqrt{\frac{2Z_1Z_2e^2na}{E_0}} = 9.73 \sqrt{\frac{Z_1Z_2na}{E_0d}} \dots \dots \dots (13)$$

Où :

d : distance inter-atomique en Å ;

E_o : énergie incidente de l'ion en KeV ;

n : densité atomique surfacique dans le plan ;

a : rayon d'écran de thomas-Fermi.

On constate que l'effet de la canalisation est probable dans le cas d'ions lourds et de faible énergie [14].

8. Distribution des ions après implantation

L'étude de la profondeur de distribution des ions est souvent basée sur l'hypothèse d'un solide amorphe. Selon la théorie L.S.S (Lindhard, Scharff et Schiott), l'arrêt des ions présente une distribution gaussienne [8, 15, 21].

Les ions incidents vont perdre leur énergie par chocs successifs avec les atomes de la cible. Ceci explique d'une part, la dispersion des trajectoires et d'autre part, que l'on définisse statistiquement une profondeur moyenne de pénétration. La statistique qui convient assez bien est gaussienne. Nous définissons ainsi deux paramètres :

- ❖ **Le parcours moyen projeté R_p** : c'est la profondeur où les ions implantés s'arrêtent avec un maximum de concentration avec un écart type ΔR_p (la déviation standard) qui caractérise la répartition statistique des ions en profondeur autour de R (Fig.5).
- ❖ **La déviation latérale (l'écart moyen latéral) ΔR_L** : est le parcours projeté sur le plan perpendiculaire à la direction d'incidence (perpendiculaire à la direction d'implantation), il caractérise la dispersion latérale des ions. C'est un paramètre très important surtout dans le cas de l'utilisation des masques pour la conception (architecture) des composants (Fig.5).

La distribution de pénétration des ions dépend des facteurs suivants :

- * le numéro atomique de l'ion incident ;

- * le numéro atomique de la cible ;
- * l'énergie cinétique des ions incidents ;
- * la température de la cible ;
- * le nombre d'ions incidents reçu par unité de surface de la cible, appelé dose ;
- * l'angle d'incidence du faisceau par rapport aux axes cristallographiques.

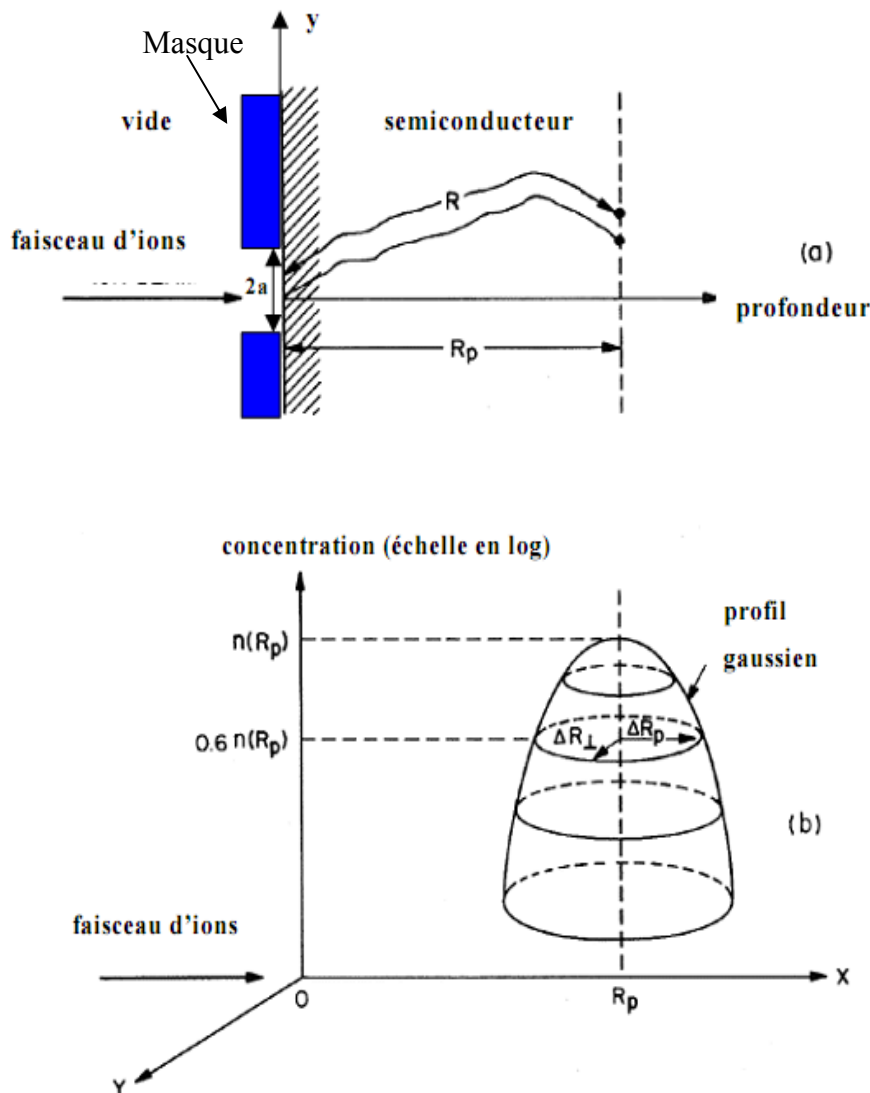


Figure.5 Distribution des ions implantés dans une cible. On note que : (a) le chemin parcouru (R) est plus important que le parcours moyen projeté (R_p) ; (b) la distribution à deux dimensions des ions stoppés est gaussienne [23].

Les valeurs de R_p , ΔR_p et ΔR_\perp dépendent toutes des caractéristiques du couple (ion incident/atome cible) (Voir Fig.6).

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

$$R = \int_0^R dr = \frac{1}{N} \int_0^E \frac{dE}{S_n(E) + S_e(E)} \dots \dots \dots (14)$$

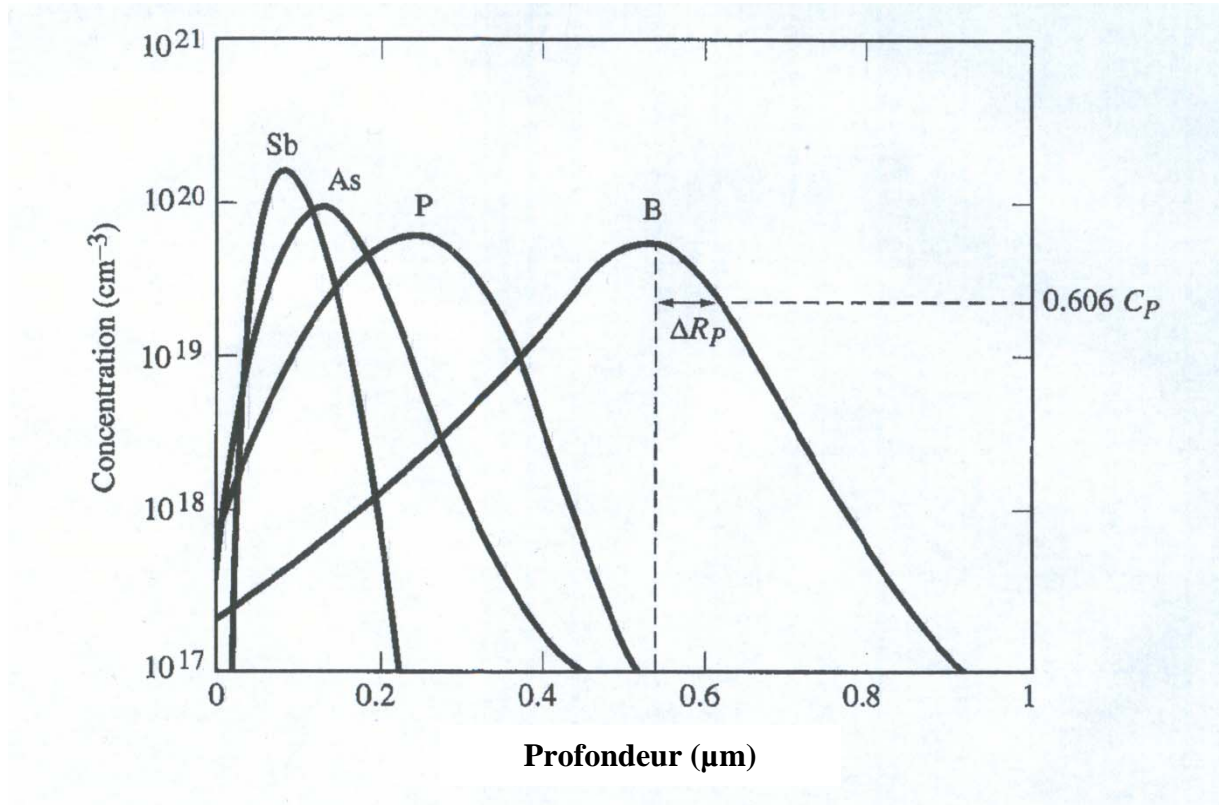


Figure.6 Distribution d'ions dans le silicium implantés à 200 KeV [3].

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

$$R_P = \frac{1}{\Phi} \int x \cdot n(x) \cdot dx \dots \dots \dots (15)$$

Où :

Φ : la dose totale implanté (ions/cm²) ;

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

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

- Le parcours moyen projeté R_p ;
- La déviation standard ΔR_p ;
- L'obliquité γ (ou skewness) qui détermine l'asymétrie de la distribution ou le positionnement du sommet de la courbe par rapport à R_p ;
- Le Kurtosis β qui détermine l'écrasement du pic (ou bien l'extension de la queue de distribution en volume).

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

$$\beta \approx 2.91 + 1.56\gamma^2 + 0.59\gamma^4 \dots \dots \dots (16)$$

Avec γ et β approximativement égaux à 0 et à 3 respectivement (courbe de Gauss).

La fonction de distribution $n(x)$ est souvent de type gaussienne ou de Pearson [15, 24 -26].

Dans le cas de distribution de Gausse, $n(x)$ est exprimé par la relation suivante [2] :

$$n(x) = n_0 \cdot \exp\left(\frac{-(x - R_p)^2}{2(\Delta R_p)^2}\right) \dots \dots \dots (17)$$

Où :

$$n_0 = \frac{\emptyset}{\sqrt{2\pi}\Delta R_p} = \frac{0.4\emptyset}{\Delta R_p} \dots \dots \dots (18)$$

$$\emptyset = \int_{-\infty}^{+\infty} n(x) \cdot dx \dots \dots \dots (19)$$

9. Défauts d'implantation

La densité des défauts est maximale quand l'énergie perdue suite aux collisions nucléaires $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{nucl}$ est maximale. Ceci se produit à la profondeur R_D . Autour de cette valeur, le profil des défauts est quasiment gaussien et les variations de R_D et R_P avec l'énergie incidente suivent la même allure. La distribution des défauts (Fig.7) est centrée autour de R_D lorsque le pouvoir d'arrêt nucléaire est maximal. Les ions ont encore une énergie et ne sont pas encore arrêtés. Cette distribution est assimilée à une distribution gaussienne centrée en R_D dont l'écart type est ΔR_D .

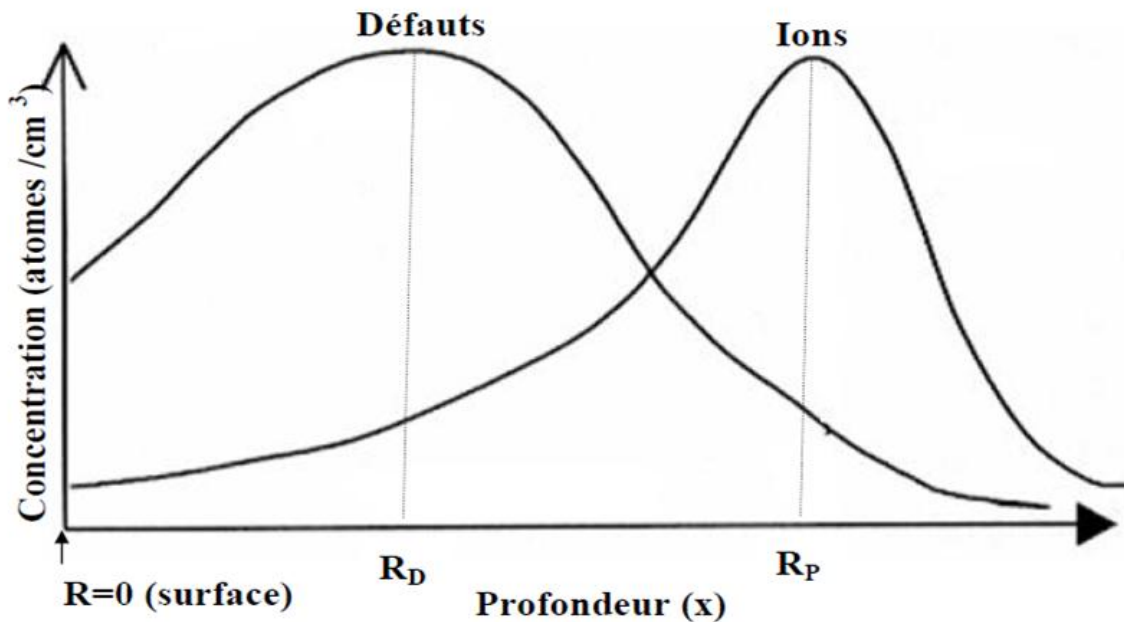


Figure.7 Répartition des défauts et des ions en fonction de la profondeur [4].

Dans ce cas, on dit qu'il y a amorphisation (si chaque ion frappant la cible crée une zone amorphe, une couche amorphe complète sera obtenue quand toutes ces zones individuelles se toucheront (Fig.8)). On l'atteint d'abord à la profondeur (R_D), pour une dose critique d'ion (Φ_c).

On a alors une couche amorphisée centrée en R_D , d'abord extrêmement fine, puis s'élargissant au fur et à mesure que la dose croît. Selon l'énergie et les doses utilisées, cette couche amorphe peut être enterrée ou en surface.

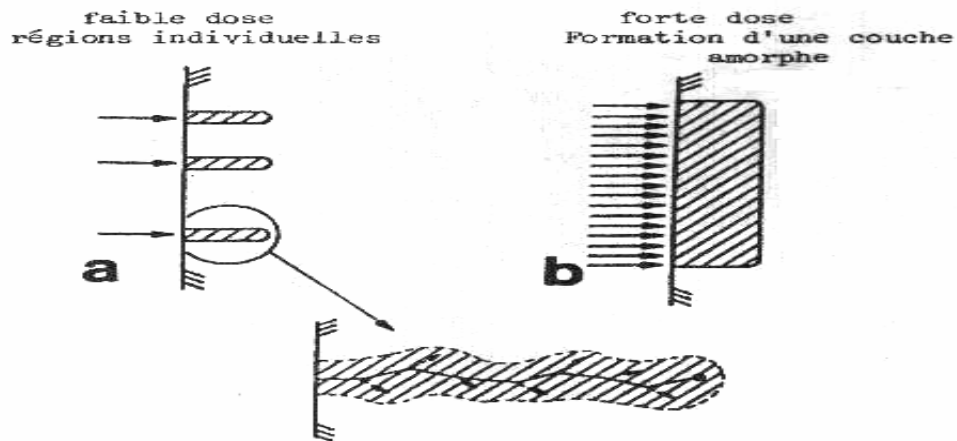


Figure .8 Schéma d'un processus d'amorphisation [3]. a- pour des doses faibles, les régions désordonnées sont séparées les unes des autres. b- pour des doses fortes, les régions désordonnées se recouvrent. Elles forment une couche amorphe complète.

La figure 9 montre la variation de la dose critique pour Si en fonction de la température, et pour trois ions de masses différentes. Les deux tendances à retenir sont :

- l'augmentation de la dose critique avec la température d'implantation : grâce à l'auto-recuit qui provoque une recombinaison des défauts ;
- la variation inverse de la dose critique avec la masse de l'ion : les ions lourds déplaçant plus d'atomes-cibles, l'amorphisation risque de se produire avec une dose plus faible.

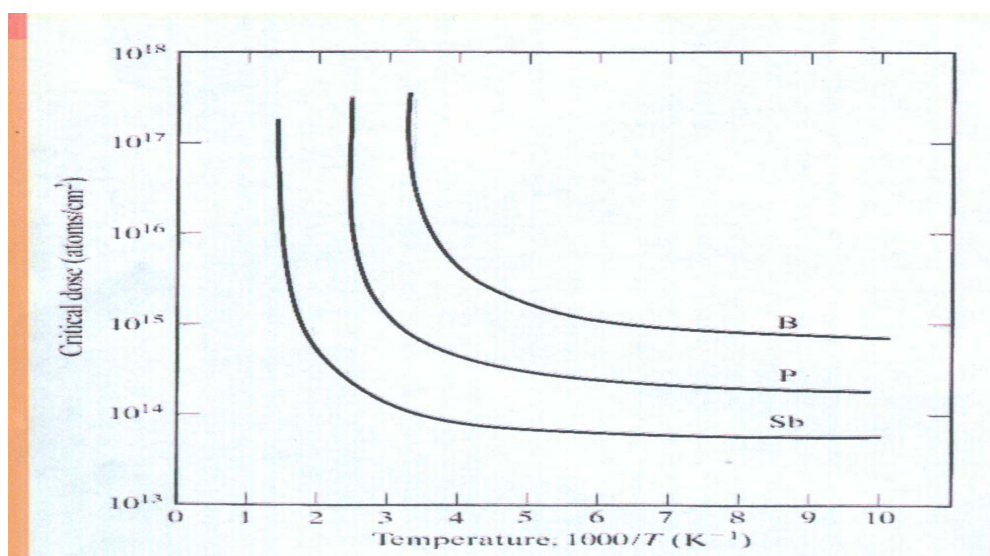


Figure.9 Variation de la dose critique en fonction de la température et la masse de l'ion implanté dans Si [3].

10. Angles d'implantation et effet de canalisation

On peut définir les deux angles d'implantation nécessaires pour paramétrer le faisceau ionique par rapport au réseau cristallin. Ces angles sont : le tilt et la rotation (Fig.10). Le tilt T est l'angle entre le faisceau d'ions et la normale à la surface du matériau cible. La rotation R est l'angle entre le faisceau incident et l'axe du méplat. Ces angles sont généralement choisis pour minimiser l'effet de canalisation, ce qui est le cas avec un tilt de 7° et une rotation de 30° pour une plaquette de silicium orienté (100).

En fait, le phénomène de canalisation est souvent limité au maximum. L'implantation est alors effectuée avec des angles permettant d'éviter la présence d'axes ou de plans à forte densité en surface. Le matériau est désorienté par rapport au faisceau, de telle manière que le faisceau voit le cristal comme s'il était amorphe.

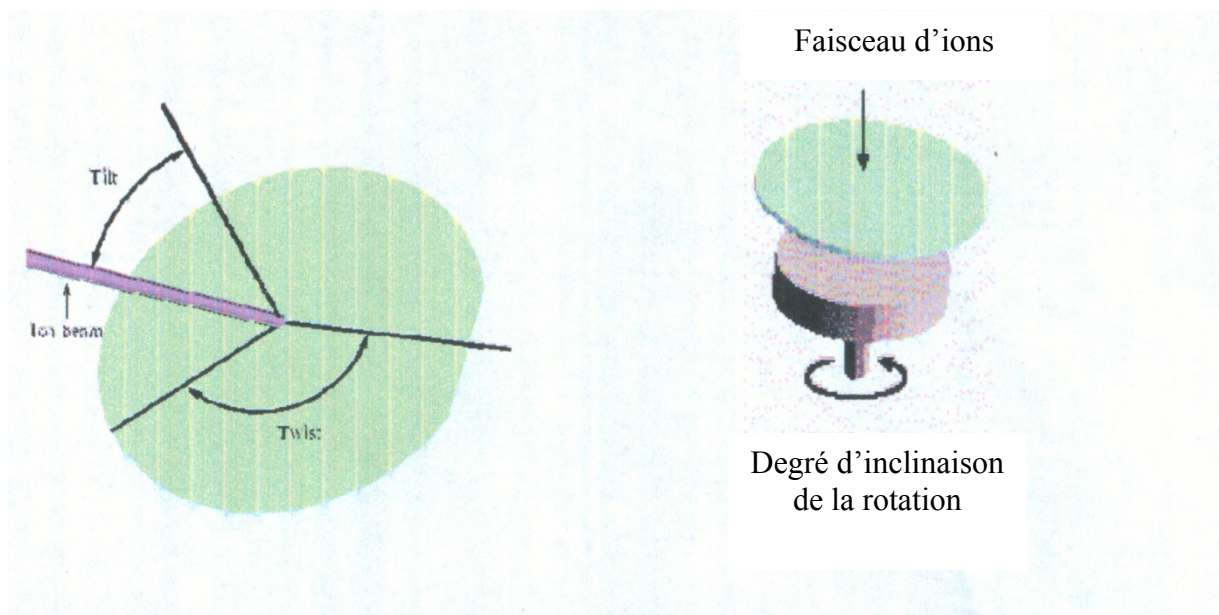


Figure.10 Schéma montre les deux angles de l'implantation [3].

11. Recuit thermique

Le recuit thermique est une étape primordiale dans le procédé de dopage par implantation ionique. Les deux buts principaux sont :

- la recristallisation du matériau c'est-à-dire la recombinaison des défauts (on dit que l'on guérit les défauts).

- L'activation électrique des dopants (localisation des ions en sites substitutionnels).

Différents procédés de recuits thermiques peuvent être effectués. On peut citer :

11.1. Le recuit conventionnel

Ce type de recuit thermique est effectué dans un four classique où le temps de maintien de l'échantillon est au minimum de quelques minutes. Les caractéristiques du recuit dépendent du type du dopant et des paramètres de l'implantation. Si le matériau est amorphe, la recroissance se fait par épitaxie en phase solide (EPS), où l'interface amorphe/cristal avance vers la surface, à une vitesse qui dépend de la température, du dopage, et de l'orientation de cristal. A 600°C, la vitesse vaut environ 100 Å /min dans Si [27].

Si les conditions de l'implantation ne sont pas suffisantes pour créer une zone amorphe, la recristallisation s'opère par la génération et la diffusion des défauts ponctuels. En général, une température de 900°C permet une bonne réorganisation du silicium [4].

Le principal inconvénient lié à l'augmentation du temps de recuit est que le profil implanté s'élargie à cause de la diffusion des dopants dans le volume.

11.2. Le recuit rapide (RTA ou " Rapid Thermal Annealing")

Ce type de traitement thermique, souvent désigné par RTA (Rapid Thermal Annealing) ou RTP (Rapid Thermal Processing), s'effectue à très haute température pendant des durées très courtes. La figure 11 montre un four de ce type du recuit.

Dans le silicium, l'énergie d'activation de la réorganisation cristalline vaut 5 eV, tandis que celle de la diffusion des dopants est comprise entre 3 et 4 eV [28]. 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 profile de dopants ne s'élargisse.

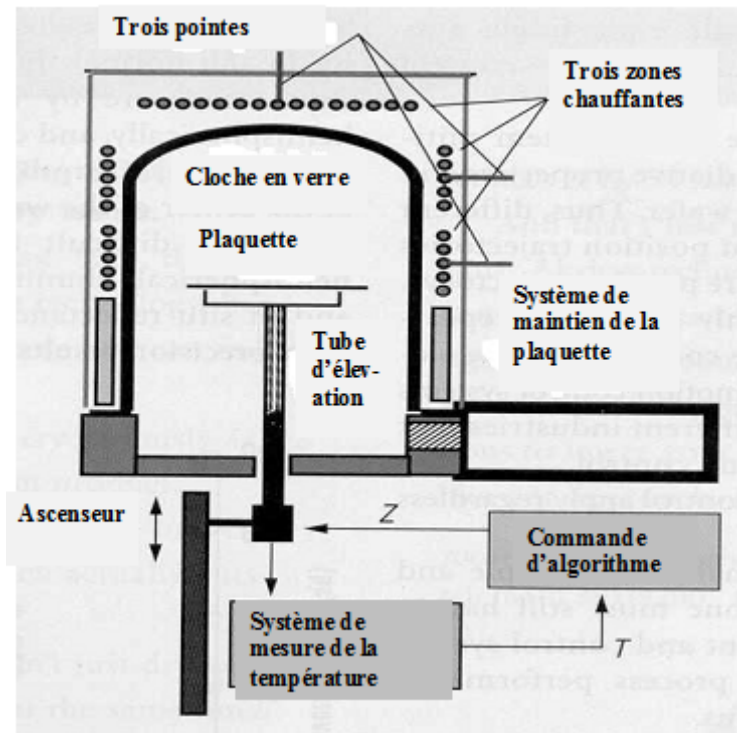


Figure.11 Schéma d'un système de four de recuit thermique rapide [9].

Le processus RTA est divisé en trois catégories :

1. **Le recuit adiabatique** ($t < 10^{-7}$ s) souvent pratiqué à l'aide d'un laser pulsé à haute énergie. Le matériau recristallise ensuite par épitaxie en phase liquide. Le profil de dopants est alors rectangulaire, entre la surface et le point de fusion du Si.
2. **Le recuit par flux thermique** (t compris entre 10^{-7} et 1s). L'échantillon est chauffé sur une face, et traversé par un gradient thermique sur toute son épaisseur.
3. **Le recuit isothermique** ($t > 1$ s) utilise souvent des lampes halogènes et à parois froides. Les photons sont absorbés par les porteurs libres de Si qui transfèrent leur énergie au réseau. La figure 12 montre un système de ce type de recuit.

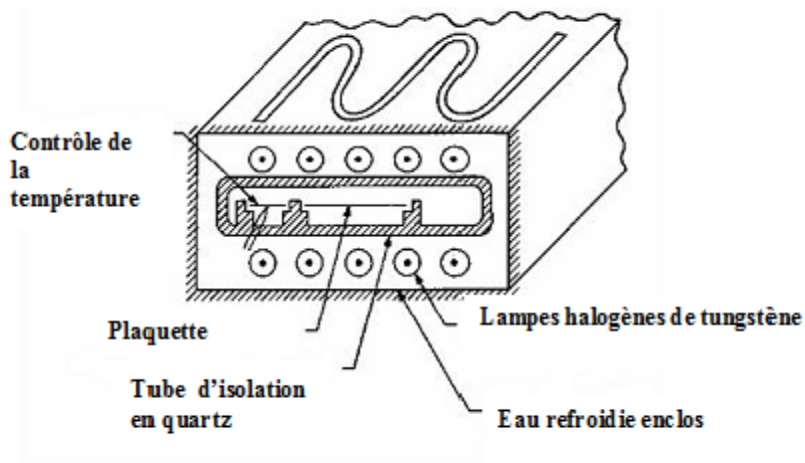


Figure.12 Schéma d'un système de recuit thermique rapide isotherme [9].

Le RTA a pour but d'éviter la création des défauts grâce à une dynamique très rapide. Il est également utilisé pour l'élaboration de jonctions électriques submicroniques, à la formation des jonctions très-peu profondes et pour la formation des contacts ohmiques [29].

12. Bilan

L'implantation ionique est une technique relativement récente basée sur des processus physiques bien connus. Toutefois, la réalité reste difficile à décrire du fait de la complexité engendrée par le nombre élevé de collisions dans le matériau, d'atomes déplacés, etc... Les principaux éléments à retenir sont :

- Le nombre élevé de collisions et de défauts créés dans le matériau, qui peut impliquer une ruine de la structure initiale si la vitesse de diffusion (et donc l'annihilation) des défauts est plus faible que la vitesse de création des défauts ;
- La pulvérisation, qui implique une modification du profil attendu de distribution en profondeur de l'élément implanté ;
- La grande énergie transférée à l'échantillon, dont la majeure partie est dissipée sous forme de phonons ;
- La modification de la stœchiométrie du matériau dans la zone irradiée.

Chapitre II

La spectroscopie de

rétrodiffusion Rutherford

1. Introduction

Après avoir donné des rappels sur les lois qui gèrent l'implantation ionique. Nous essayons dans ce chapitre de détailler la technique de la rétrodiffusion coulombienne ou spectroscopie de rétrodiffusion Rutherford, désignée le plus souvent par l'acronyme RBS (pour Rutherford Backscattering Spectrometry).

2. Historique



Le nom RBS est lié à Lord Ernest Rutherford (Fig.13) qui, au début du XX^{ème} siècle, a été le premier à présenter le concept nucléaire des atomes et de diffusion sur les noyaux.

Par la suite, de nombreuses recherches sur les interactions ioniques ont mené à la découverte de la fission nucléaire. Quant à la rétrodiffusion nucléaire, elle a été mise en pratique à partir des années 1950 pour la détection d'une variété d'éléments chimiques.

Figure.13 **Ernest Rutherford**
1871- 1937 [30]

L'apparition des détecteurs solides a provoqué un développement rapide de la technique RBS. La première utilisation de cette méthode (Turkevich - 1961) a permis d'analyser la composition de cibles métalliques à l'aide de particules alpha issues de sources radioactives ou encore d'échantillons minéraux terrestres. La RBS a permis en 1967 l'analyse du sol lunaire avec des particules alpha (issues d'une source radioactive également). Plus récemment cette technique est devenue courante dans la caractérisation des matériaux [30-32].

3. Principales propriétés de la méthode RBS

La caractéristique principale de cette méthode est le fait qu'elle soit non destructive, rapide et permet une analyse aussi bien qualitative que quantitative [33].

Les propriétés fondamentales de la technique RBS sont résumées à titre indicatif dans les tableaux ci-dessous.

Technique	Sonde	Détection	Eléments concernés	Profondeur d'analyse	Résolution latérale
RBS	Ions légers (faisceau 1-3 MeV)	Ions Rétrodiffusés	$Z \geq 5$ $Z > Z_{\text{cible}}$	Quelques μm (≈ 1 à $10 \mu\text{m}$)	$\sim 1 \text{ mm}$

Résolution en profondeur	Résolution verticale	Sensibilité ($\mu\text{g/g}$)	Sélectivité	Limite de détection
10 Å 50 nm	300 Å	100 A 1000	Bonne pour $Z \leq 30$	100 ppm (10^{17} - $10^{20} /\text{cm}^3$)

Tableau 1: Récapitulatif des propriétés fondamentales de la technique RBS [32,34].

4. Principales applications

La figure 14 reprend le pourcentage de publications, en fonction du domaine d'application de la RBS depuis 1999.

Le succès de la méthode est dû au fait qu'elle peut être utilisée dans divers domaines : **l'analyse des films minces** (de quelques dizaines à quelques centaines de nm) est le domaine le plus favorable. En effet, pour ce type d'échantillons, la RBS permet de faire l'analyse non seulement de la composition de la surface du film mais aussi de son interface avec la ou les couche(s) adjacente(s), en opposition aux échantillons épais qui ne permettent que la détermination de la composition en surface. Comme les deux interfaces de l'échantillon peuvent être identifiées, on peut facilement mesurer la différence d'énergie entre les particules rétrodiffusées en surface et à l'arrière, ce qui permet de déterminer l'épaisseur du film. En outre, on peut mesurer le nombre de particules détectées par élément et donc leur concentration absolue dans le film. La technique est très intéressante dans l'étude des interfaces où les systèmes métal-semi-conducteur sous l'effet de recuits thermiques

conduisent à la formation de nouvelles phases. Le RBS permet d'étudier l'évolution de ces phases en fonction de la température.

L'autre application importante de la RBS est **la caractérisation des matériaux implantés**. En effet, la RBS permet de mesurer la dose implantée et le profil des impuretés ainsi que les dégâts occasionnés au matériau lors de l'implantation. Ensuite, viennent **les analyses de diffusion et d'alliages métalliques**. Le terme **modification** reprend les études d'érosion, de dégradation et d'oxydation des surfaces. Les articles concernant l'amélioration de la technique sont relativement moins nombreux.

La méthode d'analyse RBS recèle de nombreuses applications: elle permet notamment de caractériser les systèmes multicouches et de déterminer la stœchiométrie des matériaux [35].

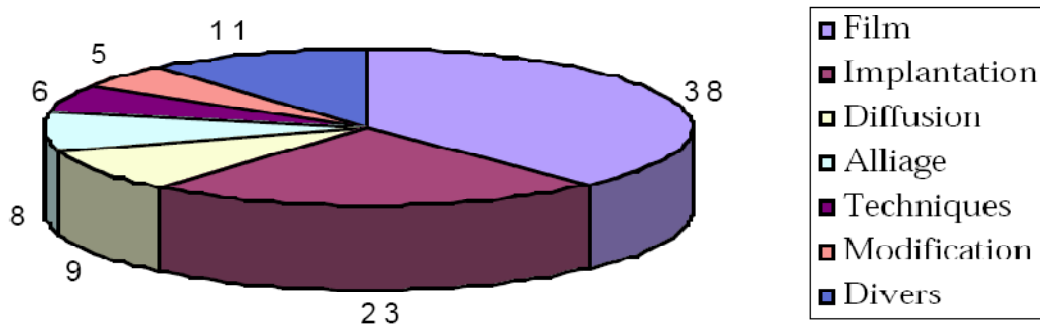


Figure.14 Pourcentage de publications en fonction des domaines d'application de la technique RBS [35].

5. Avantages et inconvénients de la technique

La RBS est spécifiquement intéressante dans l'étude des matériaux solides vu qu'elle possède les avantages suivants [34, 36-40] :

- ✿ Méthode rapide et non destructive ;
- ✿ Elle permet d'identifier la masse des atomes de la cible ainsi que leur répartition et leur concentration dans l'épaisseur de l'échantillon ;
- ✿ Bonne résolution en profondeur ;

- ✿ Elle a une meilleure résolution pour les éléments lourds jusqu'à 0.1% atomique à cause de la dépendance en $(Z)^2$ de la section efficace. ;
- ✿ Bonne sensibilité aux éléments lourds ;
- ✿ Forte sensibilité aux défauts cristallographiques ;
- ✿ Elle fournit des informations sur l'état cristallin de l'échantillon ;
- ✿ Elle permet de mesurer la dose du dopant et d'obtenir le profil des impuretés en profondeur de la cible ;
- ✿ Méthode quantitative avec une précision meilleure que 5% ;
- ✿ Elle permet l'analyse de la composition de la surface du film mince et de l'interface entre les couches adjacentes ;
- ✿ Elle permet de déterminer l'épaisseur des différentes couches constituant la cible et aussi, le profil de concentration des éléments sans décapage de l'échantillon;
- ✿ Reproductibilité des résultats.

Cependant, comme toute autre technique expérimentale, la RBS présente quelques inconvénients :

- ✿ L'installation de la technique est très coûteuse ;
- ✿ Dégâts d'irradiation (10^{13} atomes d'He implantés par mesure) ;
- ✿ L'analyse des échantillons massifs est limitée ;
- ✿ Elle ne permet pas de doser les atomes de faible masse, inférieure ou de l'ordre de celle du faisceau incident ;
- ✿ Elle ne permet que la détection des éléments possédant une masse plus élevée que celle du substrat ;
- ✿ Méthode lourde et présente de faibles résolutions latérales.

6. Dispositif expérimental

Sur la figure 15, on représente le dispositif général de la technique RBS. Il est constitué d'une source d'ions ou des particules chargées (ions légers) de type proton (H^+) ou helium (He^+). Leur énergie est amplifiée (de 400 KeV à quelques MeV) par un accélérateur généralement de type Van de Graff [37]. Un aimant est suivi de fentes de stabilisation pour permettre l'obtention d'un faisceau de particules mono-énergétiques exemptes d'éventuels faisceaux ioniques parasites. Le faisceau ionique ainsi généré passe ensuite dans une chaîne où il sera

collimaté ou focalisé puis filtré pour ne mettre en jeu qu'un seul type de particules à une énergie fixe. Les collimateurs permettent d'ajuster la taille du diamètre du faisceau des particules à 1-10 nm. Ils permettent également de conduire les ions dans la chambre RBS maintenue sous vide ($\sim 10^{-6}$ Torr). Dans cette chambre, l'échantillon est placé sur un goniomètre (porte-cible mobile) pour régler avec précision l'angle θ entre le porte-cible et le faisceau des particules chargées. Un détecteur à barrière de surface qui est apte à être positionné pour différents angles de détection, permet de collecter les ions rétrodiffusés par la cible et de compter ces derniers en fonction de leurs énergies. L'ensemble électronique de mise en forme et de traitement de signal comprend une chaîne d'amplification à bas bruit de fond, et un analyseur multicanaux couplé à un micro-ordinateur. Le signal obtenu est alors amplifié, rapidement traité par un appareillage électronique analogique et digital puis envoyé vers un ordinateur d'acquisition de données [39].

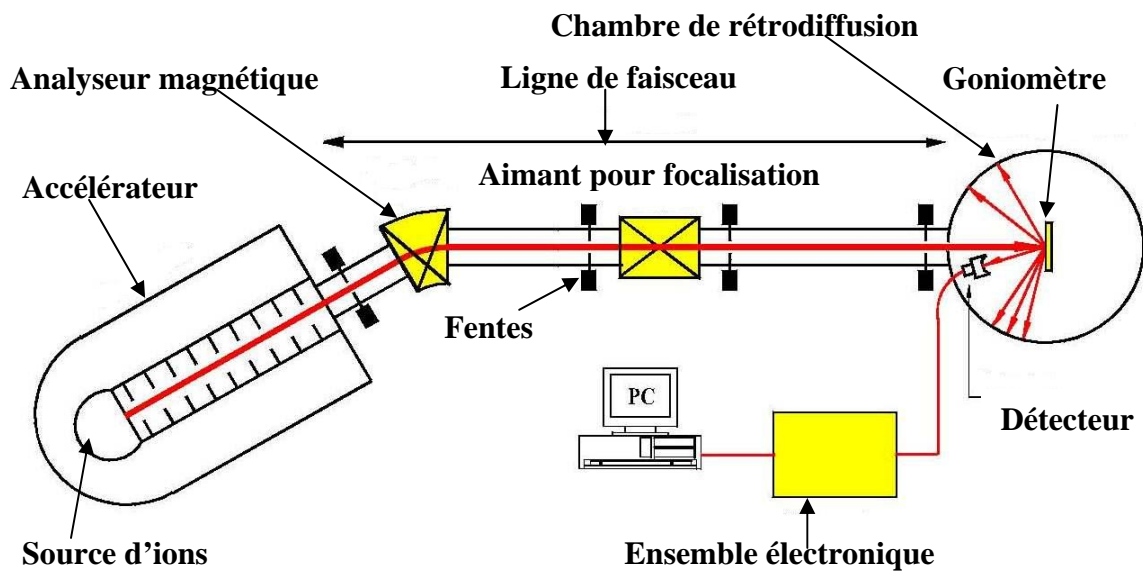


Figure.15 Schéma du dispositif expérimental RBS [39].

En RBS, l'énergie des ions rétrodiffusés est mesurée par un détecteur de type barrière de surface ou PIPS (Passivated Implanted Planar Silicon).

Dans le cadre de ce mémoire, on a utilisé simultanément deux détecteurs à barrière de surface en incidence normale et rasante (voir Fig.16 et Fig.17). Les deux détecteurs sont inclus dans une chambre typique RBS de l'échantillon.

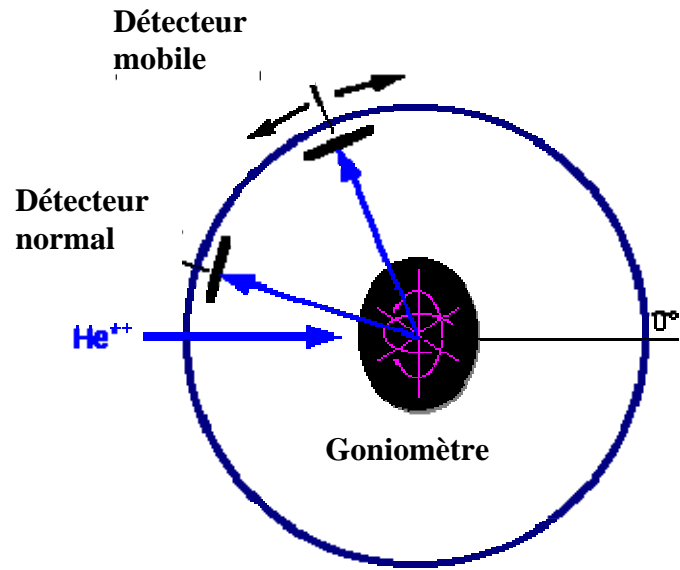


Figure.16 Chambre RBS avec deux détecteurs [41].

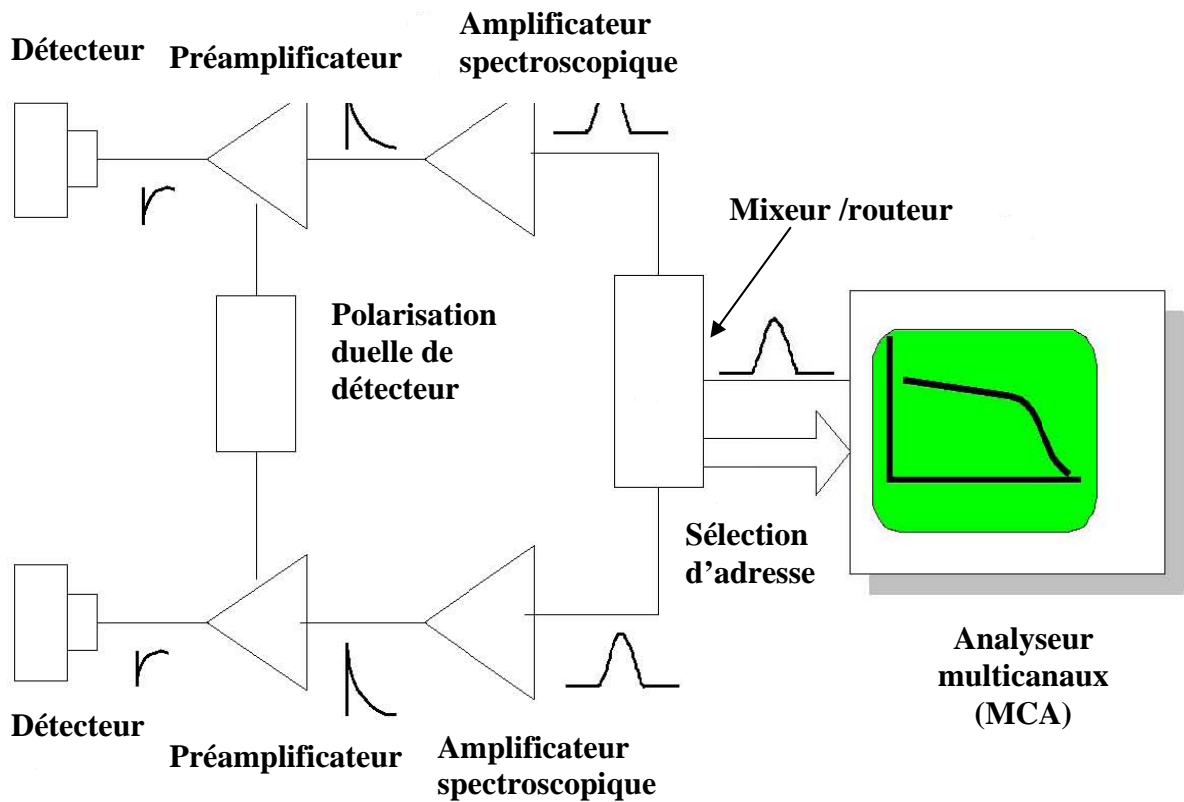


Figure.17 Base électronique installée pour des mesures de RBS avec deux détecteurs [39].

En plus, on doit noter que durant les mesures par RBS, des géométries spéciales (Fig.18) sont souvent employées. Il s'agit de [39,40] :

La géométrie IBM : le détecteur est monté dans le plan qui contient la ligne du faisceau qui est perpendiculaire à l'axe d'inclinaison. Dans cette géométrie, le faisceau incident, le faisceau de sortie et la normale à la surface sont dans le même plan :

$$\theta_2 = |\pi - \theta - \theta_1|$$

Il faut signaler que l'avantage de cette géométrie réside dans sa simplicité de mise en œuvre.

La géométrie CORNELL : le détecteur est dans le plan contenant l'axe d'inclinaison et la direction de faisceau. Dans cette géométrie, le faisceau incident, le faisceau de sortie et l'axe de rotation d'échantillon sont dans le même plan, et l'angle θ_2 est donné par la relation suivante :

$$\cos \theta_2 = -\cos \theta \cdot \cos \theta_1$$

Les avantages de cette géométrie sont :

- * Angle de diffusion large ;
- * Incidence rasante ;
- * Bonne résolution en masse et en profondeur simultanément.

La géométrie générale : aucune relation entre θ_1 , θ_2 et θ .

Dans le cadre de ce mémoire, nous avons utilisé la géométrie IBM.

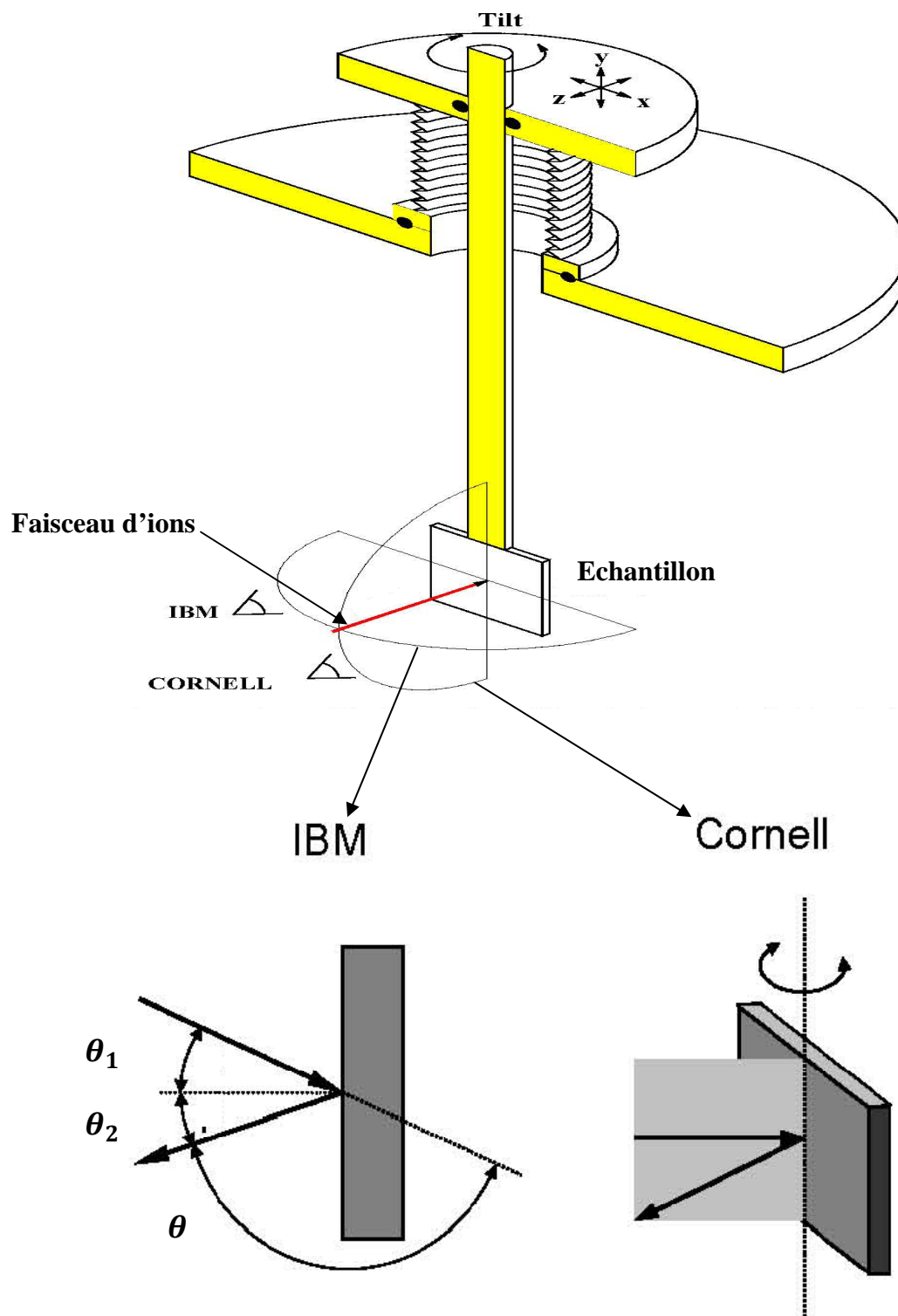


Figure.18 Les positions spéciales des détecteurs [39,40].

7. Principe de la technique

Le principe de cette technique repose sur l'utilisation du phénomène de diffusion élastique (Fig.19) (interaction coulombienne électrostatique) que subissent les particules incidentes lorsqu'elles pénètrent dans le champ coulombien des noyaux contenus dans la cible. Pour ce type de diffusion, l'énergie cinétique et la quantité de mouvement sont conservés [42].

Le matériau à analyser est bombardé par un faisceau monoénergétique d'ions légers monoionisés. Le plus souvent, on utilise des particules H^+ ou $^4He^+$, accélérés entre 1 et 3 MeV. Une partie de ces particules incidentes est diffusée élastiquement par les atomes de la surface de l'échantillon. Les autres particules pénètrent dans le matériau, perdent une partie de leur énergie cinétique par interactions avec le nuage électronique des atomes rencontrés, puis diffusent à leur tour sur les noyaux des atomes présents à différentes profondeurs dans l'échantillon avant de ressortir du matériau et d'être détectées.

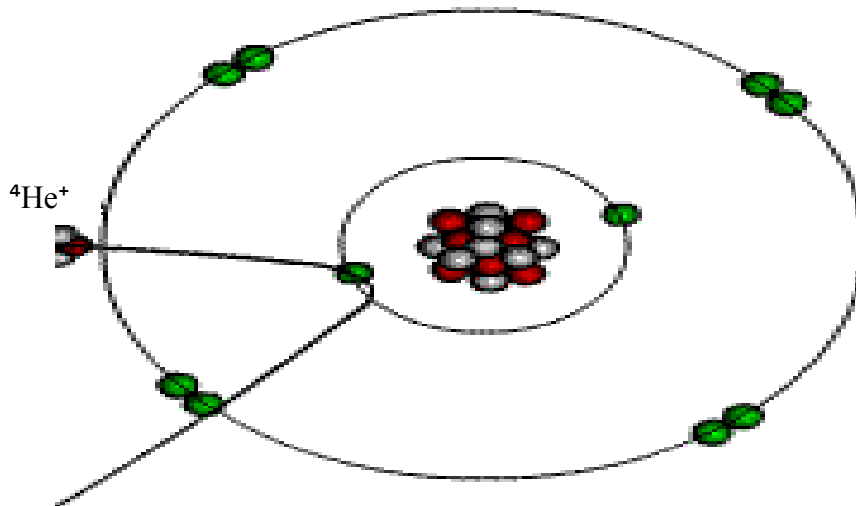


Figure.19 Schéma de principe de la méthode RBS [42].

8. Bases physiques de la RBS

La technique RBS consiste à déterminer le nombre d'ions rétrodiffusés et aussi à analyser, en énergie, les particules rétrodiffusées suite à leur interaction élastique avec les atomes de l'échantillon [37].

Les avantages et limitations de cette technique sont liées à quatre concepts définissant chacun un phénomène physique particulier.

- * Le facteur cinématique qui représente l'énergie transférée du projectile aux noyaux des atomes cibles lors d'une collision élastique, à deux corps, et traduit les limites de détection en masse. Ce phénomène est la base de la technique RBS ;
- * La section efficace qui est la probabilité pour qu'un ion incident soit rétrodiffusé ;
- * Le pouvoir d'arrêt qui représente l'énergie perdue pendant le mouvement du projectile dans l'échantillon ;
- * Les fluctuations statistiques dans la perte d'énergie.

8.1. Le facteur cinématique (facteur de diffusion) K

A partir de la cinématique de collision élastique, entre les particules incidentes et les atomes de la cible initialement en repos, on peut définir le facteur cinématique K .

Soit une cible, constituée d'atomes de masse (M_2) supposées au repos, bombardée par un faisceau de particules incidentes d'énergie (E_0), de vitesse (V_0) et de masse (M_1) (Figure 20).

L'interaction peut être décrite comme une collision élastique entre deux corps isolés si :

- l'énergie E_0 de la particule incidente est supérieure à l'énergie de liaison de l'atome cible dans le réseau (10 eV) ;
- l'énergie E_0 est suffisamment faible pour négliger la probabilité d'interaction nucléaire entre les deux noyaux (< 1 MeV pour des protons ou < 3 MeV pour des particules α).

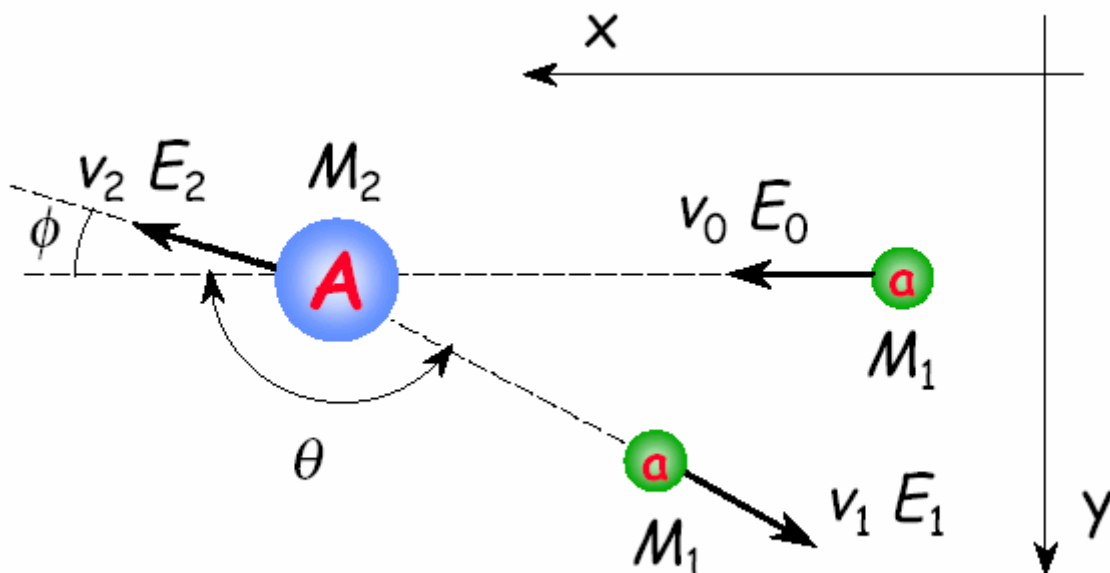


Figure.20 Diffusion élastique de particules chargées incidentes suite à une interaction coulombienne avec un noyau cible [37].

- E_0, V_0 : énergie et vitesse des particules incidentes ;
- E_1, V_1 : énergie et vitesse des particules rétrodiffusées ;
- E_2, V_2 : énergie et vitesse des atomes cibles après interaction ;
- M_1, M_2 : masses atomiques du projectile et de l'atome cible respectivement ;
- θ : angle de la rétrodiffusion, (Souvent proche de 170°).

Le projectile subit des collisions élastiques avec les noyaux de la cible, après avoir perdu une partie de son énergie. Il est alors diffusé dans une direction faisant un angle (θ) avec celle du faisceau incident avec une énergie (E_1) et une vitesse (V_1) comme indiqué sur la figure 20. Les forces coulombiennes étant conservatives, on peut exprimer le principe de conservation de l'énergie cinétique de la façon suivante :

$$\frac{1}{2} M_1 V_0^2 = \frac{1}{2} M_1 V_1^2 + \frac{1}{2} M_2 V_2^2 \dots \dots \dots (20)$$

Et de conservation de l'impulsion :

Selon X: $M_1 V_0 = M_1 V_1 \cos \theta + M_2 V_2 \cos \emptyset$

Selon Y : $0 = M_1 V_1 \sin \theta - M_2 V_2 \sin \emptyset$

Et en éliminant \emptyset et V_2 :

$$\frac{V_1}{V_0} = \frac{\left[\pm (M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} + M_1 \cos \theta \right]}{(M_1 + M_2)} \dots \dots \dots (21)$$

Si $M_1 \leq M_2$; on peut définir le facteur cinématique K qui est égal au rapport de l'énergie du projectile avant et après la collision sous la forme (E_1/E_0) [37]:

$$K = \frac{E_1}{E_0} = \left(\frac{V_1}{V_0} \right)^2 = \left[\frac{(M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} + M_1 \cos \theta}{M_1 + M_2} \right]^2 \dots \dots \dots (22)$$

A partir de cette expression, on remarque que l'énergie après diffusion ne dépend que des masses (M_1 , et M_2) (projectile et cible) et de l'angle de diffusion θ .

Donc, cette dernière équation explique comment, par la mesure à un angle θ connu de l'énergie E_1 des particules renvoyées par la cible, connaissant les caractéristiques M_1 et E_0 du faisceau incident, on peut identifier la masse M_2 des atomes composant la cible, c'est-à-dire la nature de la cible [43].

Considérons à présent une cible composée de plusieurs atomes :

pour chacun des atomes on peut calculer un facteur cinématique et donc calculer à partir de l'équation (20) la différence en énergie ΔE_1 en fonction de la différence des masses ΔM_2 .

$$\Delta E_1 = E_0 \frac{dK}{dM_2} \Delta M_2 \dots \dots \dots (23)$$

Cette relation montre que l'on peut identifier les atomes de la cible si et seulement si la différence d'énergie ΔE_1 est suffisamment grande c'est-à-dire si dK/dM_2 est suffisamment grand. Or la relation (20) montre que pour M_1 et θ fixé, dK/dM_2 diminue avec M_2 ce qui implique qu'il sera plus difficile de différencier les éléments lourds entre eux, que les éléments légers.

D'autre part si on suppose $M_2 \gg M_1$ et $\theta = \pi - \delta$ avec δ petit on peut déterminer la séparation en énergie qu'auront deux atomes de masse proche, alors on peut simplifier l'équation (23) de la façon suivante :

$$\Delta E_1 = E_0 (4 - \delta^2) \frac{M_1}{M_2} \Delta M_2 \dots \dots \dots (24)$$

La relation 24 démontre que la sélectivité (capacité à différencier les masses) augmente avec la masse du projectile, ce qui explique pourquoi les particules α sont souvent préférées pour les expériences de RBS.

On montre également que la résolution en masse augmente si δ est petit ce qui explique pourquoi les expériences sont souvent effectuées à des angles proches de 180° .

Comme tout système de détection à résolution finie, on voit que si on veut séparer des atomes de masse élevée, il faut soit augmenter l'énergie ou la masse de la particule incidente ou prendre un angle de détection proche de 180° .

Expérimentalement, il a été montré que plus l'angle de diffusion est grand, plus l'énergie transférée au noyau est grande. L'énergie transférée est maximale pour une collision frontale

correspondant à une diffusion de 180° [44]. En pratique, les valeurs du facteur cinématique sont tabulées pour tous les éléments de la table périodique et différents types de projectiles pour différents angles θ .

8.2. La Section efficace de diffusion

La section efficace de diffusion coulombienne sert à déterminer (pour une analyse quantitative) le nombre d'atomes cibles par unité de surface à partir d'un détecteur. Ce dernier reçoit les particules rétrodiffusées dans un angle solide de détection ($d\Omega$), à l'angle moyen θ , par rapport à la direction du faisceau incident sur une cible uniforme et mince (Fig.21) [37].

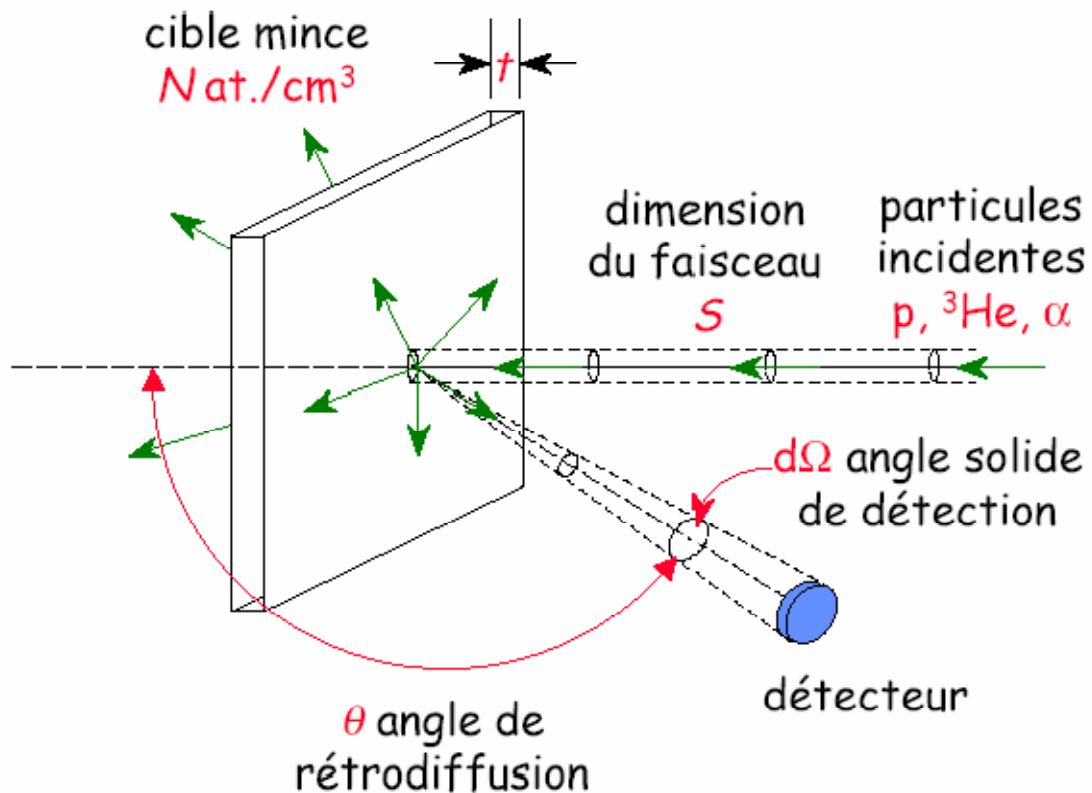


Figure.21 principe de la rétrodiffusion des particules incidentes par la cible pour un angle de diffusion θ dans un angle solide de détection $d\Omega$ [37].

Pour calculer la section efficace de diffusion qui est notée par $d\sigma/d\Omega$ (habituellement définie en barn ($1\text{barn}=10^{-24}\text{cm}^2$)), il faut prendre en considération, en plus des principes de conservation de l'énergie et de la quantité du moment, le modèle de la force induite pendant la

collision entre le projectile et la cible. Dans plusieurs cas, cette force est décrite par la force répulsive coulombienne.

Dans le modèle de Rutherford ne tenant pas compte de recul du noyau, et par rapport au système du laboratoire, la section efficace différentielle de diffusion est donnée par la formule de Rutherford:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_c = \left[\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_0}\right]^2 \times \frac{1}{\text{Sin}^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \dots\dots\dots (25)$$

Où c indique que les mesures sont faites dans le repère de centre de masse.

La formule de la section efficace différentielle dans le repère de laboratoire comme suit [37]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left[\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_0}\right]^2 \times \frac{4}{\text{Sin}^4\theta} \frac{\left[\left(1 - \left(\frac{M_1}{M_2}\right) \sin \theta\right)^{\frac{1}{2}} + \cos \theta \right]^2}{\left[\left(1 - \left(\frac{M_1}{M_2}\right) \sin \theta\right)^{\frac{1}{2}} \right]^2} \dots\dots\dots (26)$$

Où :

(dσ/dΩ) : section efficace différentielle de Rutherford. Elle exprimée en barn/stéradian qui est approximativement égale à la taille du noyau atomique ;

E₀ : l'énergie des ions incidents avant la rétrodiffusion ;

Z₁, Z₂ : les nombres atomiques des atomes incidents et cibles respectivement ;

M₁, M₂ : masses atomiques du projectile et de l'atome cible respectivement;

$$e^2 = 1.44 \times 10^{-13} \text{ MeV.cm}$$

Cette équation permet de montrer que la section efficace est:

- proportionnelle à Z₁², ce qui indique que le rendement est 4 fois supérieur avec un faisceau d'hélium qu'avec un faisceau de protons ;
- proportionnelle à Z₂², montrant que le rendement est d'autant plus important que la cible est lourde ;
- proportionnelle à 1/E₀², ce qui signifie que le rendement dans les spectres RBS augmente quand on utilise des faisceaux de plus faibles énergies ou lorsque la profondeur augmente.

Cependant, quand l'énergie E_0 devient grande, et pour les noyaux de faible numéro atomique, la particule incidente peut alors surmonter la barrière coulombienne des noyaux et pénétrer dans les champs de forces nucléaires et produit des excitations des niveaux du noyau qui conduisent à des résonances ou des réactions nucléaires. Dans ce cas la section efficace devient beaucoup plus grande que la section efficace Rutherford [35].

8.3. La perte d'énergie

Au cours de l'analyse par RBS, on peut déterminer les constituants de la cible et également leur répartition en profondeur dans l'échantillon.

En effet, les particules incidentes perdent de l'énergie au fur et à mesure qu'elles pénètrent dans le matériau. La connaissance de la perte d'énergie $\left(\frac{dE}{dX}\right)$ par unité de longueur parcourue ou «le pouvoir d'arrêt» dans la cible permet d'accéder au profil de concentration des éléments constituant la cible. A une profondeur X et avant collision, l'énergie de l'ion incident peut être exprimée par la formule suivante :

$$E_x = E_0 - \int_0^x \frac{dE}{dX} dx \dots \dots \dots (27)$$

Où :

$\int_0^x \frac{dE}{dX} dx$: représente l'énergie perdue sur la distance (x), au cours du trajet aller ;

E_0 : l'énergie initiale de la particule incidente.

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

$$\varepsilon = \frac{1}{N} \frac{dE}{dX} \dots \dots \dots (28)$$

Où :

N : densité atomique de la cible.

En approximation de surface, la perte d'énergie est représentée par le facteur $[\varepsilon_0]$ qui s'exprime par la relation suivante :

$$[\varepsilon_0] = \left[\frac{K}{\cos \theta_1} \varepsilon(E_0) + \frac{1}{\cos \theta_2} \varepsilon(KE_0) \right] \dots \dots \dots (29)$$

Où :

θ_1 : l'angle du faisceau incident par rapport à la normale de la surface de l'échantillon ;

θ_2 : l'angle du faisceau rétrodiffusé par rapport à la normale de la surface de l'échantillon ;

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

Si la cible est composée de deux éléments A et B, les sections efficaces d'arrêt de l'élément A dans le matériau AB et de l'élément B dans AB sont représentées par $[\varepsilon_0]_A^{AB}$ et $[\varepsilon_0]_B^{AB}$ respectivement. Les deux quantités sont exprimées par les formules suivantes [37] :

$$[\varepsilon_0]_A^{AB} = \left[\frac{K_A}{\cos \theta_1} \varepsilon^{AB}(E_0) + \frac{1}{\cos \theta_2} \varepsilon^{AB}(K_A E_0) \right] \dots \dots \dots (30)$$

$$[\varepsilon_0]_B^{AB} = \left[\frac{K_B}{\cos \theta_1} \varepsilon^{AB}(E_0) + \frac{1}{\cos \theta_2} \varepsilon^{AB}(K_B E_0) \right] \dots \dots \dots (31)$$

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

$$\varepsilon^{AB}(E_0) = A_0 + A_1(E_0) + A_2(E_0)^2 + A_3(E_0)^3 + A_4(E_0)^4 + A_5(E_0)^5 \dots \dots (32)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon^{AB}(K_A E_0) &= A_0 + A_1(K_A E_0) + A_2(K_A E_0)^2 + A_3(K_A E_0)^3 + A_4(K_A E_0)^4 \\ &+ A_5(K_A E_0)^5 \dots \dots \dots (33) \end{aligned}$$

Où les coefficients A_0, \dots, A_5 sont des constantes tabulées par J. F. Zeigler et W. K. Chu [37] pour tous les éléments existants dans le tableau périodique. L'énergie E_0 est donnée en MeV. Quant aux pertes d'énergies ε^{AB} , elles sont exprimées en 10^{-15} eV cm²/ atome.

8.4. La dispersion en énergie « Straggling »

Le phénomène de la dispersion en énergie (Energy Straggling) est dû aux fluctuations statistiques dans l'énergie des projectiles incidents, avant et après leurs passages dans le substrat, ce qui donne une fluctuation sur la perte d'énergie. En d'autres termes, les particules ayant la même énergie et la même vitesse initiales auront des énergies différentes après avoir

traversé la même profondeur dans la matière. Cette grandeur traduit les limitations de la technique en termes de résolution en masse et en profondeur.

Bohr [45] en 1915 a estimé la valeur de la dispersion d'énergie dans un substrat d'épaisseur t :

$$\Omega_B^2 = 4\pi(z_1 e^2)^2 N Z_2 t \dots \dots \dots (34)$$

Où :

N : la densité de la cible ;

Z_1, Z_2 : le nombre atomique du projectile incident et de la cible respectivement ;

e : la charge électronique ;

t : l'épaisseur de la couche étudiée.

Si on pose :

$$S^2 = 4\pi(z_1 e^2)^2 N Z_2 \dots \dots \dots (35)$$

On obtient la formule de Bragg, qui a la forme finale suivante [37]:

$$\Omega_B^2 = S^2 t \dots \dots \dots (36)$$

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

Considérons un substrat de silicium implanté à l'antimoine, à partir du spectre énergétique de la figure 22, on peut déterminer plusieurs paramètres à savoir [37]:

9.1. La concentration du dopant

A partir de la formule 37, on peut estimer la dose par unité d'aire (*i.e.* Sb^+/cm^2) de l'antimoine dans le substrat de Si :

$$(N_t)_{Sb} = \frac{A_{Sb} \sigma_{Si}(E_0)}{H_{Si} \sigma_{Sb}(E_0)} \frac{\Gamma}{[\epsilon_0]_{Si}^{Si}} \dots \dots \dots (37)$$

Où :

A_{Sb} : l'aire sous le signal de Sb ;

H_{Si} : rendement du substrat Si en surface ;

Γ : constante de calibration (KeV/canal).

On peut également estimer la concentration maximale de Sb par unité de volume (*i.e* Sb⁺/cm³) en utilisant la relation 38 :

$$(N)_{Sb} = N_{Si} \frac{H_{Sb} \sigma_{Si}(E_0) [\varepsilon_0]_{Sb}^{Si}}{H_{Si} \sigma_{Sb}(E_0) [\varepsilon_0]_{Si}^{Si}} \dots \dots \dots (38)$$

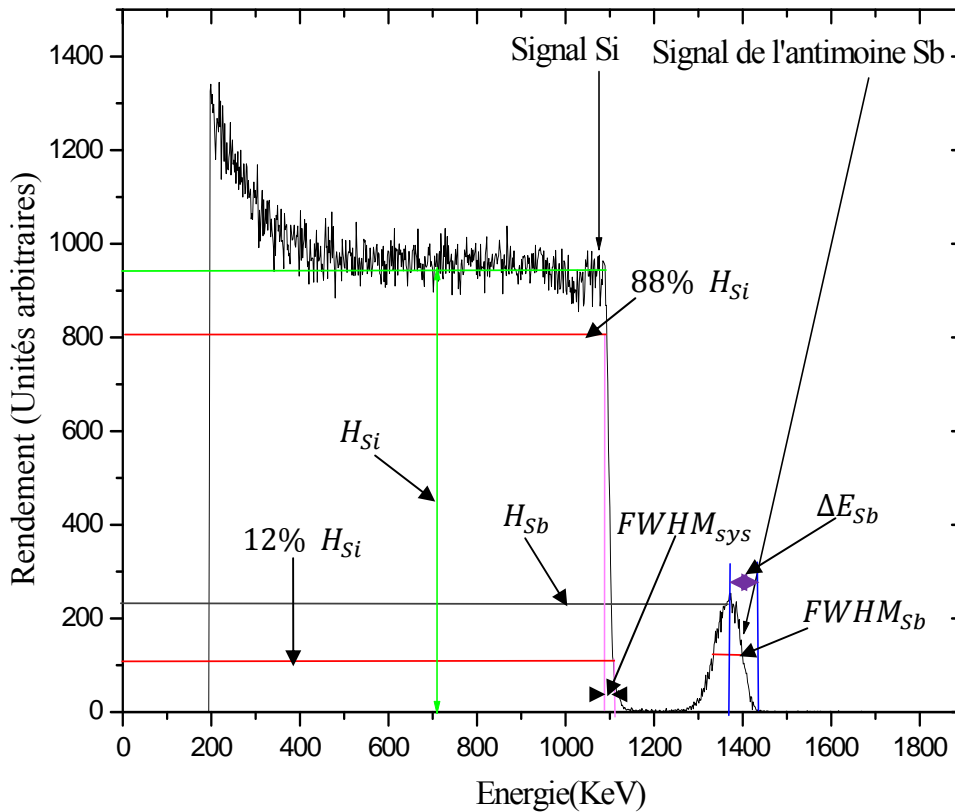


Figure.22 Spectre de rétrodiffusion RBS des particules alpha (2 MeV), en mode random. Cas d'un échantillon de silicium implanté à l'antimoine (5×10^{15} Sb⁺/cm²) [46].

9.2. Le parcours projeté R_P

Le parcours projeté R_P des ions dans la cible peut être déterminé via la relation (39):

$$R_P = \frac{\Delta E_{Sb}}{N_{Si} [\varepsilon_0]_{Sb}^{Si}} \dots \dots \dots (39)$$

Où :

N_{Si} : densité volumique du silicium.

9.3. La déviation standard ΔR_p

Pour estimer la déviation standard des ions dans la cible, on doit utiliser la formule 40 et se servir des relations 41 – 43 consécutivement :

$$\Delta R_p = \frac{FWHM_{\text{corrigé}}}{2.355 N_{Si} [\epsilon_0]_{Sb}^{Si}} \dots \dots \dots (40)$$

$$FWHM_{\text{corrigé}} = \sqrt{FWHM_{Sb}^2 - FWHM_{sys}^2 - FWHM_{Z_1}^2} \dots \dots \dots (41)$$

$$FWHM_{sys} = |E(88\% \cdot H_{Si,0}) - E(12\% \cdot H_{Si,0})| \dots \dots \dots (42)$$

$$FWHM_{Z_1}^2 = 2.355^2 \cdot 4\pi (z_1 e^2)^2 Z_2 N_{Si} R_p \dots \dots \dots (43)$$

Où :

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

$FWHM_{sys}$: la résolution du système ;

$FWHM_{Z_1}$: la dispersion en énergie (straggling) des particules incidentes.

10. Calcul de l'énergie après rétrodiffusion et le profil de concentration des ions implantés en profondeur de la cible

Les spectres fournis par RBS sont formés par le rendement en ordonnées et l'énergie (ou canaux) en abscisses (voir par exemple le cas de la figure 22). Or, en ce qui concerne l'étude du profil d'implantation, il est plus commode d'avoir la concentration du dopant (en ordonnées) et la profondeur de sa pénétration dans la cible (en abscisses). Pour aboutir à cette transformation, on est appelé à faire un traitement du signal RBS en utilisant une procédure d'échantillonnage. Ceci revient à diviser l'échantillon en sous couches d'épaisseur ΔX (voir Fig. 23) de sorte que la perte d'énergie dans chaque sous-couche demeure constante par rapport à la constante de calibration Γ [37]. L'estimation de la quantité ΔX est possible via la formule (44):

$$\Delta X = \frac{\Gamma}{N_{Si}[\epsilon_0]_{Sb}^{Si}} \dots \dots \dots (44)$$

L'énergie de deux sous couches successives est donnée par la relation suivante:

$$E_{n+1}^{in} = E_n^{in} - \frac{\Delta X}{\cos(\theta_1)} \frac{dE}{dX} \Big|_{E_n^{in}} \dots \dots \dots (45)$$

Avec :

$\frac{\Delta X}{\cos(\theta_1)}$: le parcours effectif de l'ion incident.

Cette relation nous a permis de connaître l'énergie de l'ion incident avant sa rétrodiffusion. En ce qui concerne la perte d'énergie, celle-ci peut être estimée en fonction du pouvoir d'arrêt en utilisant la formule (46) :

$$\varepsilon(E_n^{in}) = \frac{1}{N} \frac{dE}{dX} \Big|_{E_n^{in}} \dots \dots \dots (46)$$

L'énergie de l'ion, après rétrodiffusion, est réduite par un facteur K (facteur cinématique) tout le long de son parcours de sortie. La perte d'énergie $\frac{dE}{dX}$ est évaluée par l'énergie locale dans chaque sous couche et le parcours de sortie $\frac{\Delta X}{\cos(\theta_2)}$.

Donc, on peut exprimer l'énergie, après rétrodiffusion, de chaque sous couche (voir Fig. 23) par les relations suivantes :

Pour la 1^{ère} sous- couche :

$$E_1^{out} = KE_1^{in} - \frac{\Delta X}{\cos(\theta_2)} \frac{dE}{dX} \Big|_{KE_1^{in}} \dots \dots \dots (47)$$

Pour la 2^{ème} sous- couche :

$$E_2^{out} = \left[KE_2^{in} - \frac{\Delta X}{\cos(\theta_2)} \frac{dE}{dX} \Big|_{KE_2^{in}} \right] - \frac{\Delta X}{\cos(\theta_2)} \frac{dE}{dX} \Big|_{KE_1^{in}} \dots \dots \dots (48)$$

Pour la $n^{ème}$ sous- couche :

$$E_n^{out} = \left(\left[KE_n^{in} - \frac{\Delta X}{\cos(\theta_2)} \frac{dE}{dX} \Big|_{KE_n^{in}} \right] - \frac{\Delta X}{\cos(\theta_2)} \frac{dE}{dX} \Big|_{KE_{n-1}^{in}} \right) - \frac{\Delta X}{\cos(\theta_2)} \frac{dE}{dX} \Big|_{KE_{n-2}^{in}} - \dots \dots \dots (49)$$

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

$$N_{Sb}(x) = N_{Si} \frac{H_{Sb}(E_n^{out}) \sigma_{Si}(E_0) [\varepsilon(E_n^{in})]_{Sb}^{Si} \varepsilon_{Si}(E_n^{out})}{H_{Si}(E_0) \sigma_{Sb}(E_n^{int}) [\varepsilon(E_0)]_{Sb}^{Si} \varepsilon_{Si}(K_{Sb} E_n^{in})} \dots \dots \dots (50)$$

Il est clair que la démarche présentée est délicate, c'est pourquoi, dans le cadre de ce mémoire, nous nous sommes servi des programmes informatiques RUMP et RBX pour la détermination des profils de concentration. Ces programmes calculent les profils de concentration à partir des spectres de rétrodiffusion coulombienne simulés. En effet, les deux logiciels possèdent une base de données 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 [47- 49].

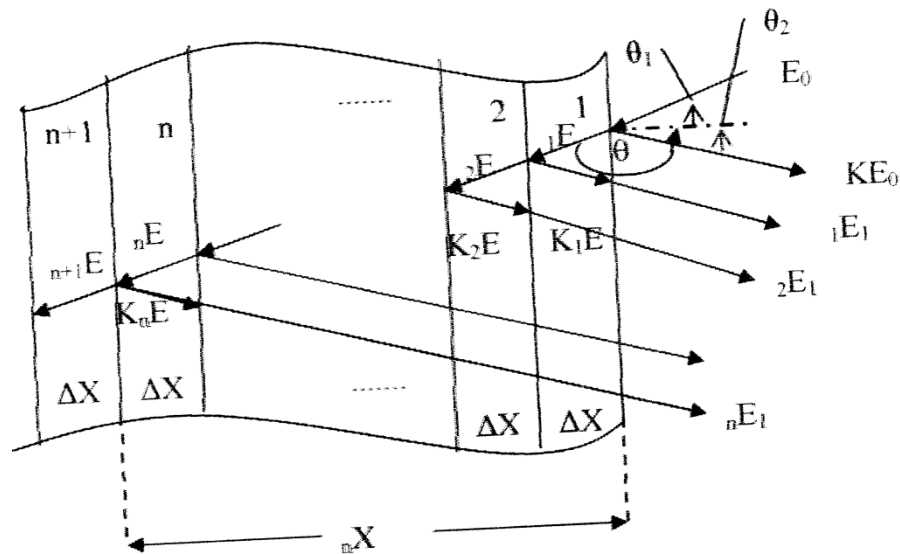


Figure 23. Représentation schématique de la procédure d'échantillonnage utilisée pour l'estimation de perte d'énergie à chaque sous-couche de la cible [37].

11. Rétrodiffusion Rutherford en condition de canalisation (RBS-C)

11.1. Introduction

La RBS possède les deux modes random et canalisé (voir figure 24). On obtient le mode random (en position au hasard), si le faisceau incident possède une direction quelconque par rapport au réseau cristallin de l'échantillon. Or, si le spécimen est orienté de sorte que la direction des particules incidentes coïncide avec une direction cristallographique du réseau, on se retrouve dans le mode aligné ou canalisé (correspond en anglais au terme "channeling"). Le parcours des ions canalisés dans la cible monocristalline est supérieur à celui des mêmes particules dans un milieu amorphe. De ce fait, dans un monocristal, le rendement des particules rétrodiffusées en mode random est supérieur à celui obtenu en mode channeling ou aligné (voir Fig. 26) [37].

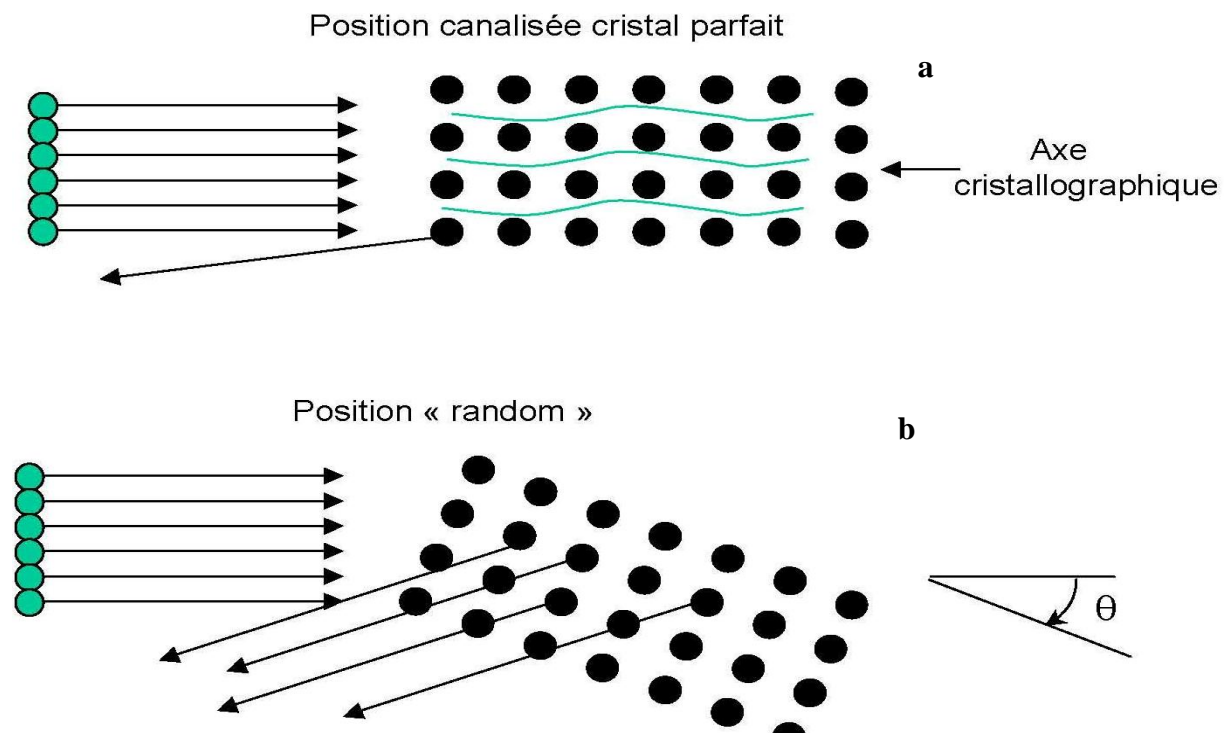


Figure. 24 Illustration des différentes positions d'un cristal par rapport au faisceau incident : a) Structure cristalline (les ions peuvent traverser le cristal sans être déviés), b) Structure désordonnée ou orientation aléatoire (beaucoup de chocs nucléaires se produisent) [50].

11.2. Historique

Le phénomène de canalisation fût observé pour la première fois par Starck [51] en 1912, qui signale que si l'on envoie des ions positifs sur un monocristal, le parcours de ceux-ci dépend de l'orientation relative du faisceau par rapport au cristal. Mais à cette époque cette observation n'a pas attiré l'attention des scientifiques.

Récemment, par pur hasard et à l'aide de puissants ordinateurs, Oen et Robinson [52] ont découvert la canalisation par simulation. Ils ont utilisé la méthode de Monte Carlo pour calculer la trajectoire des projectiles dans les cristaux. Ils ont découvert que certains de ces trajectoires ont des parcours particulièrement longs ce qui correspond aux axes cristallographiques.

Le phénomène de canalisation est réobservé par Morgan 1973 [53], Gemmel 1974 [54], Picraux 1975 [55] et d'autres dans les matériaux cristallins où les atomes sont disposés régulièrement suivant des rangées ou des plans cristallographiques.

11.3. Principales propriétés de la méthode RBS en mode canalisé (RBS-C)

La caractéristique principale de cette méthode est qu'elle appartient à la catégorie des techniques de caractérisation de structure [34].

Le tableau 2 résume quelques propriétés essentielles de la RBS-C.

METHODE	Excitation	Détection	Résolution latérale	Profondeur sondée
RBS-C	Ions (1-3 MeV)	Ions rétro.	~ 1 mm	1-10 μm

Tableau.2 Récapitulatif des propriétés fondamentales [34].

11.4. Principales applications

La RBS-C est employée dans plusieurs applications, et permet l'étude de [56] :

- * la croissance épitaxiale ;
- * dommages d'implantation ;
- * dommages de polissage ;

- * localisation des dopants dans le réseau et des contaminants dans les monocristaux.

11.5. Avantages et inconvénients de la technique

Cette technique de canalisation permet essentiellement de [56, 57]:

- ⊗ Déterminer le taux et la profondeur de distribution de défauts dans le réseau ;
- ⊗ Localiser les impuretés dans les sites du réseau ;
- ⊗ Définir la composition et l'épaisseur de la couche amorphe en surface.

Cependant, l'inconvénient unique est dû à l'interprétation difficile des spectres obtenus [34].

11.6. Principe de la RBS-C

L'interaction ion-matière dépend de l'angle entre la direction du faisceau d'ions et celle des axes principaux des réseaux. Le phénomène est observé expérimentalement lorsque l'angle entre la direction des particules et une direction privilégiée de la cible cristalline est faible. Des forces focalisantes guident la trajectoire du faisceau incident vers le centre du canal (voir figure 25). Les particules incidentes chargées seront renfermées et canalisées dans le tunnel formé par les rangées atomiques du cristal (voir chap.I.§.7.2). De ce fait on observe une diminution importante du nombre de particules de la surface de l'échantillon [34].

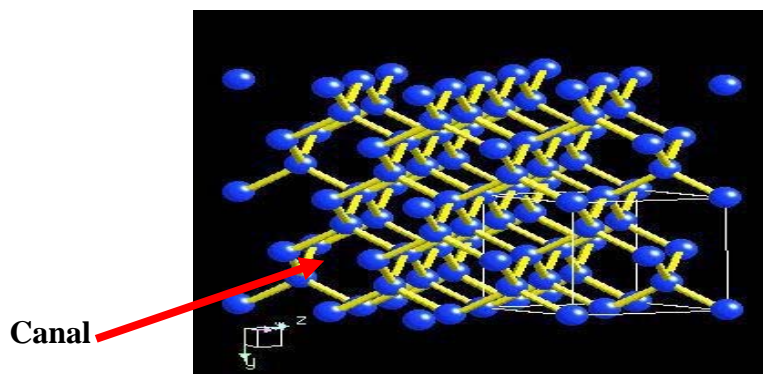


Figure.25 Cristal de silicium dans lequel on montre une direction de canalisation [34].

11.7. Estimation de l'épaisseur de la couche endommagée par RBS-C

Supposons le cas de la figure 26, obtenu pour un échantillon de silicium implanté à l'antimoine ($5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^{-2}$) et recuit par RTP. Pour déterminer l'épaisseur de la couche endommagée du silicium (Δx_{Si}), il suffit d'utiliser la formule 51 ayant pour expression :

$$\Delta x_{Si} = \frac{\Delta E_{Si}}{N_{Si}[\epsilon_0]_{Si}^{Si}} \dots \dots \dots (51)$$

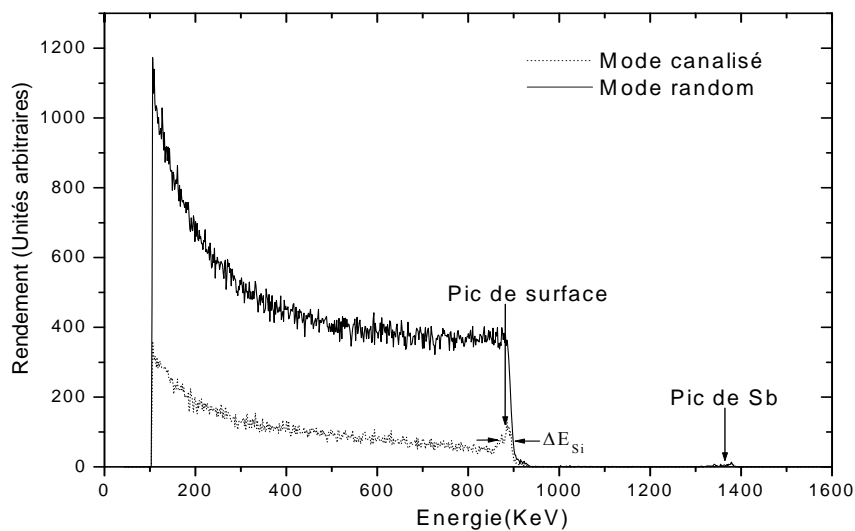


Figure.26 Spectres RBS correspondant à un échantillon Si(111) implanté avec ($5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^{-2}$) et recuit par RTP.

11.8. Etude du Profil des défauts par RBS-C

Une des applications de la canalisation concerne l'étude des défauts cristallins. La présence des défauts fait perdre la trajectoire des particules canalisées dans le cristal. Ce phénomène de décanalisation est obtenu en subdivisant la trajectoire en deux composantes, canalisée et décanalisée.

La fraction des projectiles décanalisés est minimale juste après le pic de surface et elle croit progressivement en profondeur en traduisant une décanalisation des projectiles. Cette décanalisation se traduit sous l'action des interactions électroniques par des vibrations thermiques des atomes interstitiels ou des défauts de structure. En effet, d'après la figure 27,

le rendement de rétrodiffusion n'est pas le même selon la position du défaut et la direction cristallographique explorée. Par exemple, un défaut (en gris) situé en position interstitielle (figure en haut) est vu par l'ion incident dans la direction $\langle 01 \rangle$ alors qu'un défaut en position de substitution (figure au centre) est invisible dans la même direction.

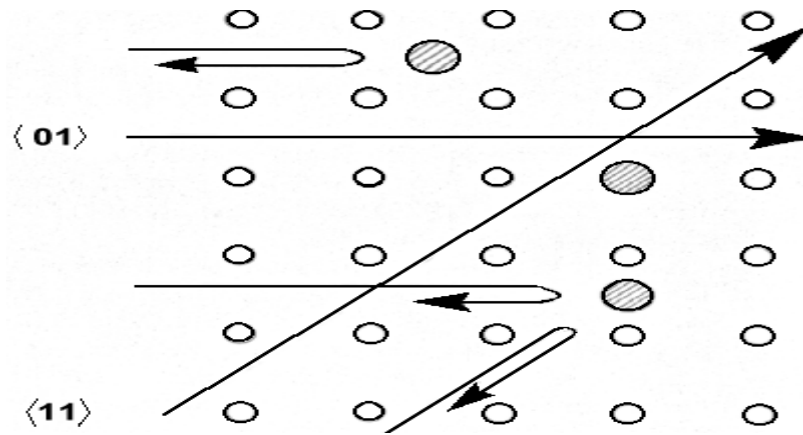


Figure. 27 Rendement de rétrodiffusion en fonction du type de défaut présent dans le cristal [34].

Bogh [58] a posé la première tentative pour déterminer quantitativement la concentration de défauts:

$$\chi_D(x) = \chi_R(x) + [1 - \chi_R(x)] \frac{f N_d(x)}{N} \dots \dots \dots (52)$$

$\chi_D(x)$: le rendement de la sonde traversant le cristal avec un désordre ;

$\chi_R(x)$: la partie du faisceau décanalisée c.à.d. la fraction aléatoire de tout le faisceau d'ions ;

$1 - \chi_R(x)$: représente la partie canalisée du faisceau ;

f : le facteur de diffusion des défauts ;

$N_d(x)$ et N : la densité de défauts et la densité atomique du matériau, respectivement ;

$[1 - \chi_R(x)] \frac{f N_d(x)}{N}$: Contribution de la composante canalisée.

La partie décanalisée du faisceau c.à.d. la fraction aléatoire de tout le faisceau d'ions $\chi_R(x)$ peut également s'écrire sous la forme:

$$\chi_R(x) = \chi_V(x) + [1 - \chi_V(x)]P(x, \theta_c) \dots \dots \dots (53)$$

$\chi_V(x)$: le rendement aligné du cristal vierge ;

$P(x, \theta_c)$: est la probabilité pour qu'une particule canalisée devienne décanalisée à cause de la dispersion par des défauts à l'angle critique θ_c .

Dans le cas de l'analyse des couches endommagées en sub-surface, si le chemin traversé x est très court ($x \approx 0$), la probabilité $P(x, \theta_c)$ est presque égale à zéro. C'est pourquoi dans ce cas-ci, la fraction aléatoire $\chi_R(x)$ peut être rapprochée par la valeur $\chi_V(x)$ sur la surface, qui est simplement déterminée par RBS/C. Pour les cristaux fortement endommagés, voire complètement amorphisés, les valeurs de $\chi_R(x)$ sont du même ordre que $\chi_V(x)$ (le rendement aligné du cristal vierge) à une profondeur près de la surface.

Après cette approximation, la formule devient comme suit :

$$N_d(0) = N \frac{[\chi_D(0) - \chi_V(x)]}{1 - \chi_V(x)} \dots \dots \dots (54)$$

$N_d(0)$: La densité de défauts à la surface.

Actuellement, les profils de défauts peuvent déterminer par simulation en utilisant le programme RBX.

12. Bilan

La spectroscopie de rétrodiffusion de Rutherford (R.B.S. pour Rutherford Backscattering Spectroscopy) est une méthode d'analyse élémentaire utilisant un faisceau incident de particules H^+ ou alpha d'une énergie de quelques MeV. C'est une méthode non destructive et indépendante de l'environnement des atomes étudiés, du fait de l'interaction directe entre les ions incidents (He^+) et les noyaux des atomes cibles. L'analyse en énergie des particules rétrodiffusées élastiquement par ces atomes va permettre de les identifier, de connaître leur position en profondeur ainsi que leur concentration.

La figure 28 permet de définir les principaux concepts nécessaires pour l'analyse des couches minces déposées sur un substrat de faible masse atomique.

L'interaction de la particule incidente de masse M_1 et de numéro atomique Z_1 se produit avec un atome de masse M_2 et de numéro atomique Z_2 situé à la distance x de la surface de la cible.

Avant le choc, la particule incidente a pour énergie E_0 . Après le choc, elle est diffusée sous un angle θ avec l'énergie cinétique $E_1 < E_0$. Les deux énergies sont reliées par le facteur cinématique K : $E_1 = K.E_0$. Les expressions du facteur cinématique K et de la section efficace de diffusion σ sont données dans le tableau 6.

La particule α rétrodiffusée ressort de l'échantillon avec l'énergie cinétique $E_1' < E_1$. Elle est collectée par le détecteur situé dans la direction θ_2 . Entre les différents angles introduits, on a la relation :

$$\theta = \pi - (\theta_1 + \theta_2)$$

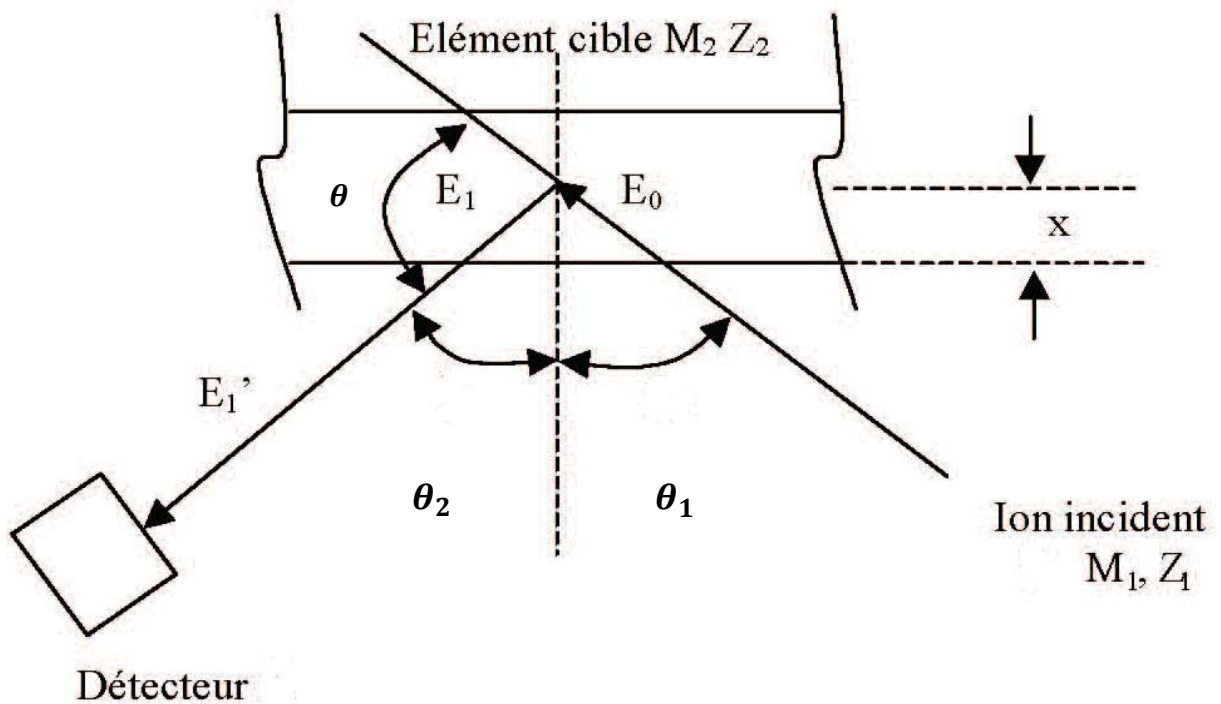


Figure. 28 Représentation schématique d'une analyse par RBS indiquant les différentes énergies prises en compte lors de l'interaction faisceau incident-matériau.

Chapitre III

Caractérisation des échantillons avant le traitement RTP

1. introduction

Ce chapitre est consacré à l'ensemble des résultats obtenus par la technique RBS selon les deux orientations du détecteur. La quantification des résultats est obtenue lors du dépouillement des spectres via deux logiciels qui prennent en compte les données expérimentales mises en œuvre lors de l'analyse ainsi que les bases théoriques de la méthode RBS. Les programmes sont : le RUMP et le RBX (voir annexe 2) qui nous ont permis de simuler les spectres (RBS) expérimentaux et vérifier la dose d'implantation, le parcours projeté R_p , la déviation standard ΔR_p , etc. Le code RBX a été d'une importance majeure dans le cadre de ce mémoire. En effet, l'analyse par RBS en mode canalisé était uniquement qualitative. Mais après l'apparition de ce logiciel, la quantification des spectres canalisés est rendue possible. Dans le cadre de notre travail, grâce à RBX, nous avons pu déterminer l'épaisseur de la couche de Si endommagé ainsi que les profils de défauts dans les cibles utilisées.

2. Préparation d'échantillons

Les substrats utilisés sont des plaquettes de silicium monocristallin d'orientation $\langle 111 \rangle$, elles ont été obtenues par la méthode d'élaboration appelée "Czochralski". Leur épaisseur était approximativement égale à 400 μm . La résistivité des plaquettes était comprise entre 60 et 80 Ω/cm . Après nettoyage usuel (décapage chimique par l'acide fluorhydrique (HF 10%), puis rinçage dans l'eau desionisée), les cibles Si (111) ont été implantées, à température ambiante, par des ions d'antimoine à une dose $5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$, une énergie de 120 KeV et sous un vide de 10^{-6} Torr. Lors de l'implantation, chaque plaquette était à moitié couverte d'une feuille d'aluminium (Al) pour que les parties masquées ne soient pas irradiées par le faisceau Sb^+ .

3. Conditions expérimentales mises en œuvre pour l'analyse des spécimens

Les échantillons ont été analysés par la technique RBS. Le principe de cette méthode est expliqué au chapitre II. Les analyses par RBS ont été effectuées en utilisant un accélérateur de type Van de Graff produisant des particules He^+ d'énergie 1.57 MeV et d'une charge de 30 microCoulomb. La technique était mise en œuvre selon les deux modes random et canalisé (channeling). Pendant les mesures, nous avons utilisée simultanément deux détecteurs à

barrière de surface. Ces derniers étaient montés selon deux orientations (ou géométries) différentes :

* **Orientation normale (Normal geometry)**: le détecteur est presque perpendiculaire à la surface de l'échantillon. Le faisceau incident des particules He^+ et le détecteur forment un angle $\varphi = \theta_1 + \theta_2 = 10^\circ$ (voir Fig.28). Le faisceau primaire est orienté de manière qu'il coïncide, presque, avec la normale à l'échantillon. Ainsi, l'angle θ_1 qu'il forme avec la perpendiculaire à la surface du spécimen est égal à -2° ; quant à l'angle solide Ω du détecteur ; il vaut 0.2 msr. On note que la résolution du détecteur est de 14 KeV.

* **Orientation rasante (Grazing geometry)**: Les ions rétrodiffusés sont presque parallèles à la surface de l'échantillon où le détecteur est situé à un angle oblique (glancing angle). Le faisceau incident des particules He^+ et le détecteur forment un angle $\varphi = \theta_1 + \theta_2 = 75^\circ$ (voir Fig.28). Le faisceau primaire est orienté de manière qu'il coïncide presque avec la normale à l'échantillon. Ainsi, l'angle θ_1 qu'il forme avec la perpendiculaire à la surface du spécimen est égal à -2° ; quant à l'angle solide Ω du détecteur ; il vaut 0.2 msr. On note que la résolution du détecteur est de 28 KeV.

Les données expérimentales relatives à la mise en œuvre de la technique RBS sont regroupées dans le tableau 3.

φ	θ°	θ_1°	θ_2°	E_0 (He^+) MeV	Z_1 He	Z_2 Si	Z_3 Sb	M_1 (He) uma	M_2 (Si) uma	M_3 (Sb) uma	N_{Si} $\frac{\text{At}}{\text{cm}^3}$
10°	170	-2	8	1.57	2	14	51	4.003	28.086	121.75	4.98×10^{22}
75°	105	-2	73								

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

4. Etalonnage expérimental du détecteur RBS

Avant d'entamer les mesures par RBS, il est nécessaire de calibrer la chaîne de détection. La connaissance du rapport entre les énergies des particules rétrodiffusées et détectées et le numéro du canal de l'analyseur est nécessaire pour pouvoir faire une bonne simulation des spectres RBS. L'équation d'étalonnage est comme suit [37,59]:

$$E = a.C + b$$

E : l'énergie diffusée à la surface ($E = K.E_0$) ;

C : le numéro de canal à la surface (à mi-hauteur) ;

a et b représentant les constantes de conversion.

Il existe deux types de calibration:

1/ calibration avec deux masses et une énergie E_0 :

$$\begin{cases} K_1 \cdot E_0 = a \cdot C_1 + b \\ K_2 \cdot E_0 = a \cdot C_2 + b \end{cases}$$

2/ calibration avec deux énergies (E_1, E_2) et une masse:

$$\begin{cases} K \cdot E_1 = a \cdot C_1 + b \\ K \cdot E_2 = a \cdot C_2 + b \end{cases}$$

Dans notre travail, on a appliqué la première méthode en utilisant les deux éléments Sb et Si, pour lesquels les paramètres de calibrage sont les suivants:

$$\begin{cases} K_{Sb} \cdot E_0 = a \cdot C_{Sb} + b \\ K_{Si} \cdot E_0 = a \cdot C_{Si} + b \end{cases}$$

		E_0	θ	K	C
orientation normale	Sb	1.57 MeV	170°	0.877	835.25
	Si			0.565	529.05
orientation rasante	Sb	1.57 MeV	105°	0.920	909.69
	Si			0.696	671.87

Tableau 4. Paramètres de calibrages relatifs à la mise en œuvre de la technique RBS.

Les constantes de conversion associées sont:

$$\begin{cases} a = 1.599 \text{ KeV} / \text{canal} \\ b = 42.210 \text{ KeV} \end{cases} \text{ Pour l'orientation normale.}$$

$$\begin{cases} a = 1.4781 \text{ KeV} / \text{canal} \\ b = 100.621 \text{ KeV} \end{cases} \text{ Pour l'orientation rasante.}$$

5. La section efficace de diffusion

La figure 29 représente les variations de la section efficace de diffusion des éléments Si et Sb dans la gamme d'énergie qui s'étend de 0 jusqu'à 2300 KeV. Les courbes de la figure 29 sont obtenues par le code RBX qui a été exécuté pour les deux géométries : normale et rasante.

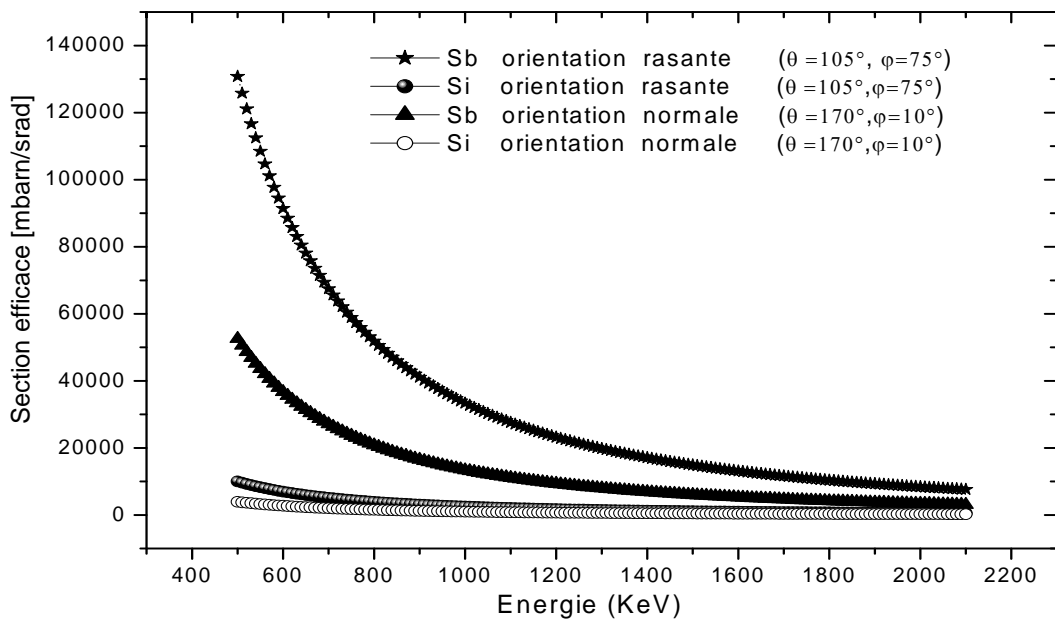


Figure 29. Simulation RBX des sections efficaces des éléments Sb et Si pour les deux orientations, en fonction de l'énergie des particules He^+ .

Rappelons que la section efficace de diffusion élastique $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$ a été donnée par la relation (26). Sur la figure 29, on voit clairement les facteurs dont dépend cette quantité :

- (i) dépendance en Z^2 : les atomes de numéro atomique Z important ont logiquement une meilleure probabilité de faire diffuser les particules incidentes. Ceci justifie l'augmentation des allures de l'élément Sb ($Z=51$) (Fig.29) par rapport à l'élément Si ($Z=14$);
- (ii) dépendance en E^{-2} : plus la particule incidente est rapide, moins elle interagit ;
- (iii) $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$ est approximativement inversement proportionnelle à la 4^{ième} puissance de sinus de θ quand $M_2 \gg M_1$, ce qui entraîne une augmentation rapide de la section efficace quand on diminue l'angle de diffusion (Fig.29).

D'après la figure 29, si on sélectionne l'énergie 1570 KeV, on trouve que les valeurs des sections efficaces des éléments Sb et Si pour les deux orientations, sont en bon accord avec celles calculées par la méthode semi empirique (voir tableau 4) pour l'énergie 1.57 MeV.

6. Résultats obtenus par la technique RBS en mode random

6.1. Simulation RUMP et RBX des spectres RBS correspondant aux échantillons vierges

6.1.1. Cas de l'orientation normale du détecteur ($\varphi = 10^\circ$)

Sur la figure 30, on représente la superposition des spectres RBS : expérimental (....), simulé par le code RUMP (---) et simulé par le code RBX (—). On signale que le spectre expérimental, obtenu en mode random, correspond à un échantillon Si (111) vierge (*i.e.* référence). Il est constitué d'un seul signal (situé à ~ 888.2 KeV) et correspondant à la position énergétique du silicium en surface.

A partir de cette figure, il est clair que les spectres (expérimental et simulés) sont bien superposés montrant qu'une simulation satisfaisante a été obtenue aussi bien par RUMP que par RBX. De plus, il est évident que les deux codes ont abouti au même résultat concernant l'épaisseur de la couche du silicium traité:

- Epaisseur de la couche du silicium traité = 17000 Å (simulation par RUMP) ;
- Epaisseur de la couche du silicium traité = 17000 Å (simulation par RBX).

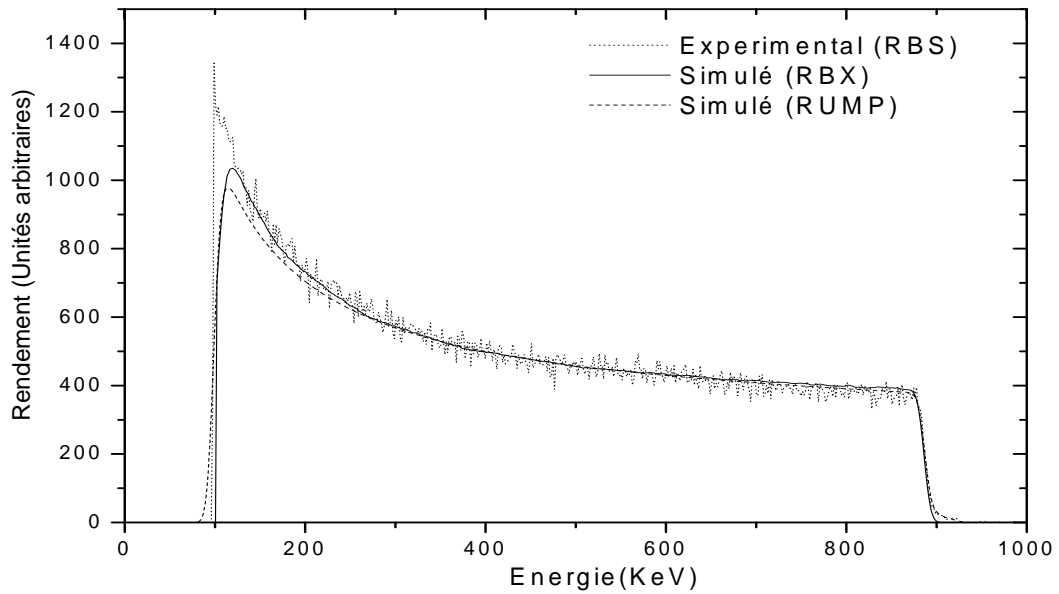


Figure 30. Superposition des spectres RBS, random, des particules He^+ (1.57 MeV) relatifs à un échantillon Si(111) vierge : expérimental (...), simulé par le code RUMP (---) et simulé par le code RBX (—).

6.1.2. Cas de l'orientation rasante du détecteur ($\varphi = 75^\circ$)

Sur la figure 31, on représente la superposition des spectres RBS : expérimental (...), simulé par le code RUMP (---) et simulé par le code RBX (—). Le spectre expérimental est constitué d'un seul signal (situé à ~ 1094 KeV) et correspondant au silicium Si.

A partir de cette figure, il est clair que les trois spectres sont bien superposés, du côté des hautes énergies, ce qui témoigne d'une bonne simulation. Notons tout de même que les résultats que nous avons obtenus sont comme suit :

- Epaisseur de la couche du silicium traité = 7620 \AA (simulation par RUMP) ;
- Epaisseur de la couche du silicium traité = 5780 \AA (simulation par RBX).

A partir de ces résultats, on s'aperçoit que le RBX est mieux adapté pour simuler les spectres des échantillons en surface qu'en profondeur. En effet l'épaisseur traitée par RBX est plus petite que celle utilisée par RUMP. De ce fait, une meilleure précision est obtenue lors de la simulation par le logiciel RBX.

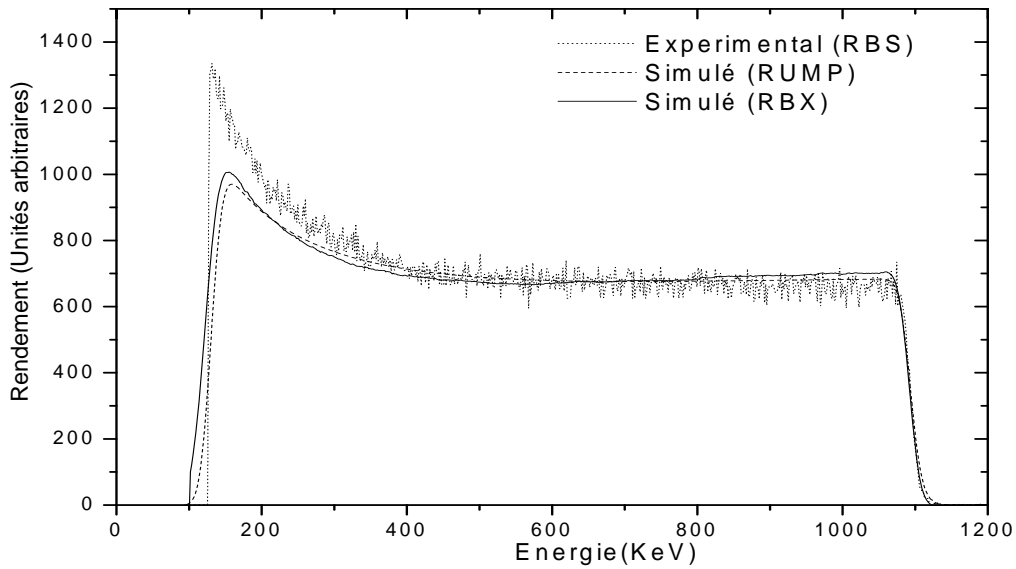


Figure 31. Superposition des spectres RBS, random, des particules He^+ (1.57 MeV) correspondant à un échantillon Si(111) vierge : expérimental (....), simulé par le code RUMP (---) et simulé par le code RBX (—).

6.2. Étude semi-empirique des spectres RBS enregistrés à partir des échantillons implantés et non recuits

6.2.1. Cas de l'orientation normale du détecteur ($\varphi = 10^\circ$)

On représente sur la figure 32a, le spectre énergétique RBS, obtenu en mode random, selon l'orientation normale, et correspondant à un échantillon implanté et non recuit. Il se compose de deux zones différentes : la partie du spectre RBS enregistrée aux faibles énergies (~ 888.2 KeV) est relative au substrat de silicium. La deuxième zone, pour les énergies élevées (~ 1378 keV), correspond à l'élément antimoine implanté dans le substrat Si.

Pour des raisons de clarté, sur la figure 32b, on représente uniquement le signal correspondant à l'antimoine. Comme le signal correspondant à cet élément (Sb), possède une forme gaussienne, 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).

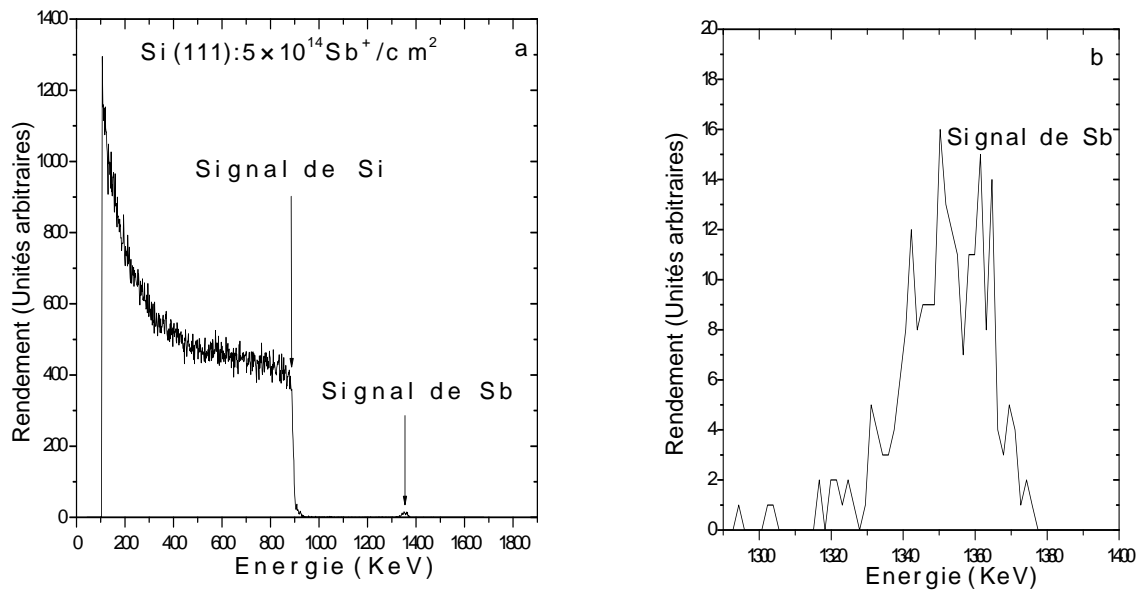


Figure 32. a) Spectre RBS des particules He^+ (1.57 MeV) obtenu en mode random et correspondant à un échantillon Si (111) implanté à l'antimoine ($5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) ; b) grossissement du signal d'antimoine de la figure 32a).

Les coefficients A_0 - A_5 nécessaires à l'évaluation des pouvoirs d'arrêt sont mentionnés dans le tableau 5.

Quant au tableau 6, nous l'avons consacré aux données fournies à partir du signal RBS (Fig.32) et aux résultats obtenus.

	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5
Si	57.97×10^{-15}	56.59×10^{-15}	-77.66×10^{-15}	36.41×10^{-15}	-7.62×10^{-15}	0.5995×10^{-15}

Tableau 5. Valeurs des coefficients A_0 - A_5 ($\text{eV cm}^2/\text{atome}$) nécessaires à l'évaluation des pouvoirs d'arrêt [37].

A partir des résultats mentionnés dans le tableau 6, on s'aperçoit que la dose obtenue pour les ions d'antimoine ($9.42 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) est supérieure à la valeur nominale (*i.e.* $5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$). Ceci est dû au fait que la procédure semi-empirique utilisée peut induire des erreurs lorsque l'on ajuste les paramètres directement à partir du signal RBS. D'autre part, il est clair que les deux valeurs trouvées pour la concentration des ions d'antimoine ($1.45 \times$

$10^{20} \text{ Sb}^+/\text{cm}^3$ (relation (18)), $2.19 \times 10^{20} \text{ Sb}^+/\text{cm}^3$ (relation (38))), ont le même ordre de grandeur. D'autre part, les deux valeurs sont nettement supérieures à la solubilité limite de l'antimoine dans le Silicium (*i.e.* $2 \times 10^{19} \text{ Sb}^+/\text{cm}^3$ à 1000 °C [60]), montrant que l'implantation ionique est bien un processus hors équilibre. Concernant le parcours projeté R_p et la déviation standard ΔR_p , les valeurs expérimentales trouvées ($R_p = 513.01 \text{ \AA}$, $\Delta R_p = 171.65 \text{ \AA}$) et mentionnées dans le tableau 6, sont en bon accord avec celles fournies par simulation SRIM2006 [61] ($R_p \sim 600 \text{ \AA}$, $\Delta R_p \sim 170 \text{ \AA}$) (voir annexe 2).

Données	Paramètres
$A_{Sb} = 350.2$	$K_{Si} = 0.565$
$H_{Si} = 429.62$	$K_{Sb} = 0.877$
$H_{Sb} = 16$	$[\epsilon_0]_{Si}^{Si} = 100.26 \times 10^{-15} \text{ ev.cm}^2/\text{atome}$
$\Delta E_{Sb} = 27.78 \text{ KeV}$	$[\epsilon_0]_{Sb}^{Si} = 108.74 \times 10^{-15} \text{ ev.cm}^2/\text{atome}$
$FWHM_{Sb} = 25.81 \text{ KeV}$	$(d\sigma/d\Omega)_{Si} = 0.40 \times 10^{-24} \text{ cm}^2/\text{sr}$
$0.88 * H_{Si} = 378.06$ $E(0.88 * H_{Si}) = 886.27 \text{ KeV}$	$(d\sigma/d\Omega)_{Sb} = 5.54 \times 10^{-24} \text{ cm}^2/\text{sr}$
$0.12 * H_{Si} = 51.55$ $E(0.12 * H_{Si}) = 899.17 \text{ KeV}$	$Concentration = 1.45 \times 10^{20} \text{ Sb}^+/\text{cm}^3 \dots(18)$ $Concentration = 2.19 \times 10^{20} \text{ Sb}^+/\text{cm}^3 \dots(38)$
$FWHM_{S_{sys}} = 12.90 \text{ KeV}$	$Dose = 9.42 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$
$FWHM_{Z1}^2 = 20.67(\text{KeV})^2$	$R_p = 513.01 \text{ \AA}$
$FWHM_{corrigé} = 21.89 \text{ KeV}$	$\Delta R_p = 171.65 \text{ \AA}$

Tableau 6. Données fournies à partir du signal d'antimoine de figure 32 et paramètres obtenus.

6.2.2. Cas de l'orientation rasante du détecteur ($\varphi = 75^\circ$)

Le spectre énergétique RBS, obtenu en mode random, pour une orientation rasante et correspondant à un échantillon implanté et non recuit est représenté sur la figure 33a. Cette dernière se compose de deux zones différentes. La partie du spectre RBS enregistrée aux faibles énergies est relative au substrat de silicium. La deuxième zone, pour les énergies élevées, correspond à l'élément antimoine implanté dans le substrat Si. Comme on peut le constater, ce spectre RBS est différent de celui enregistré pour l'orientation normale (Fig.32). En effet, le premier signal, correspondant à Si, est situé à ~ 1094 KeV, alors que le second, relatif à l'antimoine, est situé à ~ 1445 keV. Ceci signifie que la géométrie rasante permet une meilleure résolution en surface que la géométrie normale.

Sur la figure 33b, on considère uniquement la région correspondante au signal de Sb. Comme il possède une forme gaussienne, on peut utiliser la démarche précédente (utilisé pour l'orientation normale) pour estimer les différents paramètres des ions Sb^+ dans les substrats Si(111).

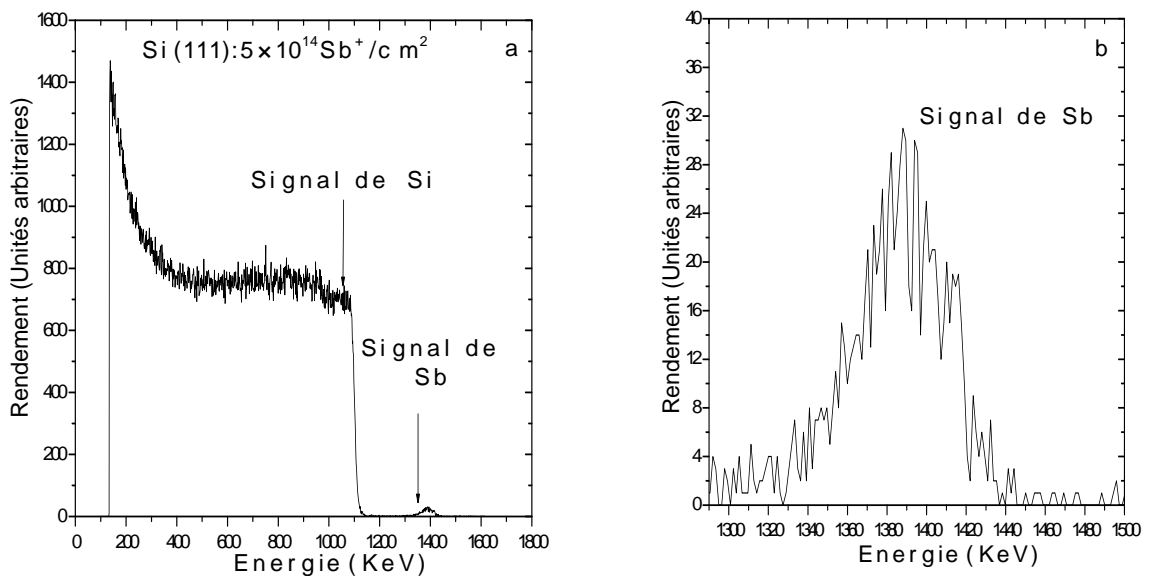


Figure 33. a) Spectre RBS de particules He^+ (1.57 MeV) obtenu en mode random et correspondant à un échantillon Si (111) implanté à l'antimoine ($5 \times 10^{14} \text{Sb}^+ / \text{cm}^2$) ; b) on représente uniquement le signal d'antimoine enregistré sur la figure 33a.

Sur le tableau 7, on regroupe les données fournies à partir du signal RBS (Fig.33) et les résultats obtenus.

Données	Paramètres
$A_{Sb} = 1447.06$	$K_{Si} = 0.696$
$H_{Si} = 790.46$	$K_{Sb} = 0.920$
$H_{Sb} = 30.74$	$[\epsilon_0]_{Si}^{Si} = 259.88 \times 10^{-15} \text{ ev.cm}^2 / \text{atome}$
$\Delta E_{Sb} = 64.03 \text{ KeV}$	$[\epsilon_0]_{Sb}^{Si} = 249.59 \times 10^{-15} \text{ ev.cm}^2 / \text{atome}$
$FWHM_{Sb} = 50.61 \text{ KeV}$	$(d\sigma/d\Omega)_{Si} = 1.01 \times 10^{-24} \text{ cm}^2 / \text{sr}$
$0.88 * H_{Si} = 695.61$ $E(0.88 * H_{Si}) = 1082.44 \text{ KeV}$	$(d\sigma/d\Omega)_{Sb} = 13.79 \times 10^{-24} \text{ cm}^2 / \text{sr}$
$0.12 * H_{Si} = 94.85$ $E(0.12 * H_{Si}) = 1109.72 \text{ KeV}$	$Concentration = 1.37 \times 10^{20} \text{ Sb}^+ / \text{cm}^3 \dots(18)$ $Concentration = 2.11 \times 10^{20} \text{ Sb}^+ / \text{cm}^3 \dots(38)$
$FWHM_{S_{ys}} = 27.27 \text{ KeV}$	$Dose = 7.69 \times 10^{14} \text{ Sb}^+ / \text{cm}^2$
$FWHM_{Z_1}^2 = 20.76 \text{ (KeV)}^2$	$R_p = 515.16 \text{ \AA}$
$FWHM_{corrigé} = 42.38 \text{ KeV}$	$\Delta R_p = 144.81 \text{ \AA}$

Tableau 7. Données fournies à partir du signal d'antimoine de figure 33 et paramètres obtenus.

A partir des résultats mentionnés dans le tableau 7, en procédant d'une manière similaire par rapport à l'orientation normale, la dose obtenue vaut ($\sim 7.69 \times 10^{14} \text{ Sb}^+ / \text{cm}^2$). Elle est supérieure à la valeur nominale (*i.e.* $5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+ / \text{cm}^2$). Ceci est dû au fait que la procédure semi-empirique utilisée peut induire des erreurs lorsque l'on ajuste les paramètres directement à partir du signal RBS. Notons tout de même que la dose trouvée pour l'orientation rasante est plus satisfaisante que celle obtenue pour l'orientation normale. En effet, pour la géométrie rasante, la dose que nous avons estimée se rapproche mieux de la valeur nominale. D'autre part, les valeurs de la concentration trouvées des ions d'antimoine ($1.37 \times 10^{20} \text{ Sb}^+ / \text{cm}^3$ (*relation (18)*), $2.11 \times 10^{20} \text{ Sb}^+ / \text{cm}^3$) (*relation (38)*) qui sont calculées à partir des relations (18) et (38) respectivement sont rapprochées. Les deux valeurs sont nettement supérieures à la solubilité limite de l'antimoine dans le Silicium (*i.e.* $2 \times 10^{19} \text{ Sb}^+ / \text{cm}^3$ à

1000°C [60]), montrant que l'implantation ionique est bien un processus hors équilibre. Quant au parcours projeté R_p et à la déviation standard ΔR_p , nous les avons estimées à ($R_p = 515.16 \text{ \AA}$, $\Delta R_p = 144.81 \text{ \AA}$). Ils sont en bon accord avec celles fournies par simulation SRIM2006 [61] ($R_p \sim 600 \text{ \AA}$, $\Delta R_p \sim 170 \text{ \AA}$).

6.3. Simulation RUMP et RBX des spectres RBS enregistrés à partir des échantillons implantés et non recuits

6.3.1. Cas de l'orientation normale du détecteur ($\varphi = 10^\circ$)

6.3.1.1. Évaluation des paramètres liés à l'implantation ionique de Sb^+ dans Si

En plus de la procédure semi-empirique, nous avons utilisé la simulation avec les deux codes qui sont RUMP et RBX pour étudier les spectres RBS obtenus en mode random.

Les résultats de la simulation, par les deux codes, du spectre RBS correspondant à l'échantillon Si(111) implanté et non recuit (pour une orientation normale) sont représentés sur la figure 34. Cette figure montre clairement une très bonne superposition des spectres RBS expérimental (...) et simulé par le code RUMP (---) (figures 34a et 34c) et aussi expérimental (...) et simulé par le code RBX (—) (figures 34b et 34d).

Les résultats de la simulation par le code RUMP sont comme suit :

- Epaisseur simulée de la couche du silicium = 17000 \AA ;
- La dose de l'antimoine = $7.6 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$;
- Le parcours projeté $R_p = 640 \text{ \AA}$;
- La déviation standard $\Delta R_p = 170 \text{ \AA}$.

Les résultats de la simulation par le code RBX sont comme suit :

- Epaisseur simulée de la couche du silicium = 17000 \AA ;
- La dose de l'antimoine = $8 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$;
- Le parcours projeté $R_p = 583 \text{ \AA}$;
- La déviation standard $\Delta R_p = 160 \text{ \AA}$.

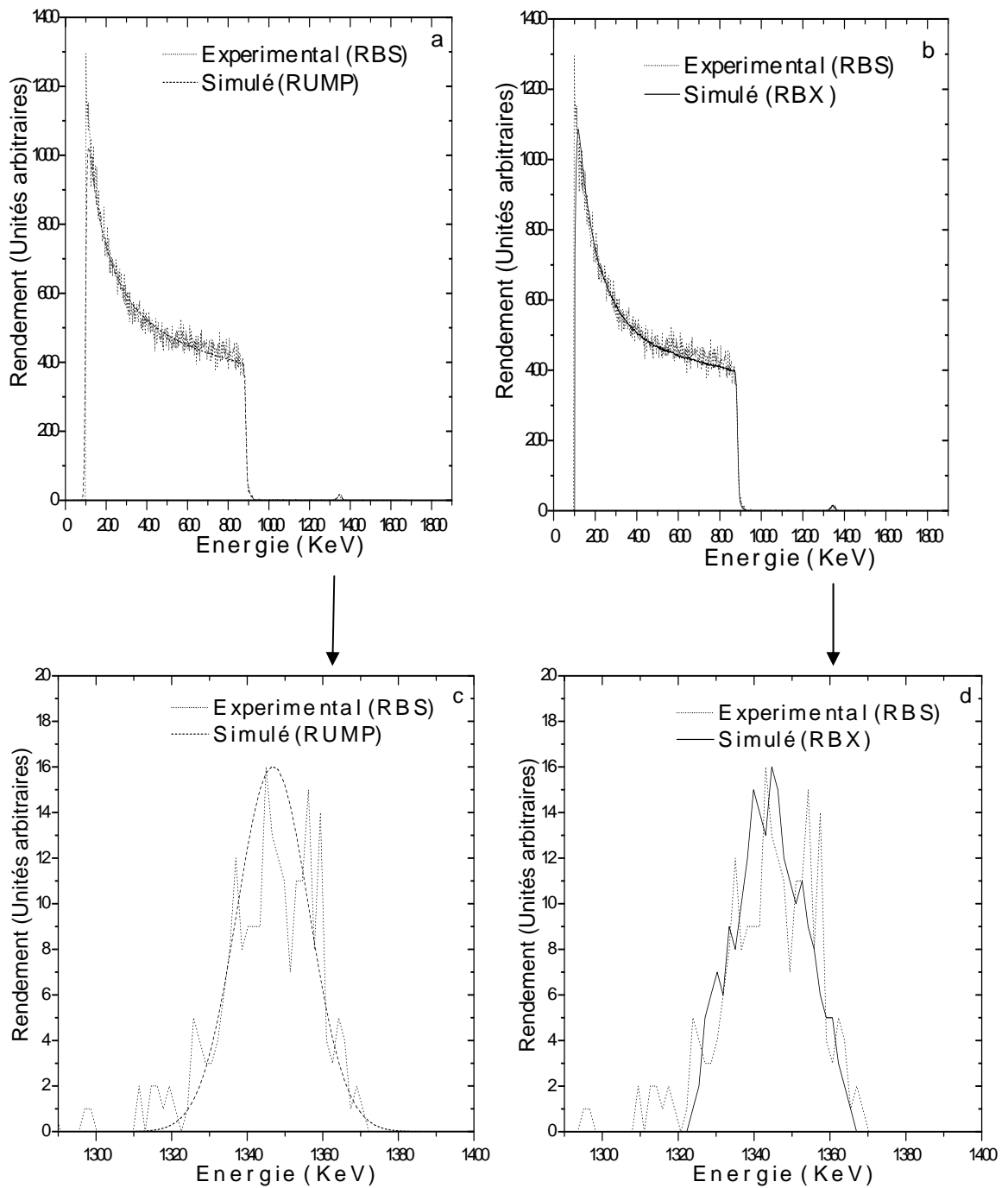


Figure 34. Spectres RBS, random, obtenus pour une orientation normale du détecteur, et correspondant à un échantillon Si (111) implanté à l'antimoine ($5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) et non recuit.

- a) superposition des spectres expérimental (...) et simulé par RUMP (----) ;
- b) superposition des spectres expérimental (...) et simulé par RBX (—) ;
- c) grossissement de la partie correspondant à la région du signal Sb de la figure 34 a) ;
- d) grossissement de la partie correspondant à la région du signal Sb de la figure 34 b).

Pour des raisons de clarté, on résume sur le tableau 8, les principaux résultats obtenus par simulation RUMP, par méthode semi-empirique, par simulation RBX, et aussi par prédictions SRIM2006.

	R_p	ΔR_p	Dose de Sb
Simulation par RUMP	640 Å	170 Å	$7.6 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$
Simulation par RBX	583 Å	160 Å	$8 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$
Méthode semi – empirique	513.01 Å	171.65 Å	$9.42 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$
SRIM	600 Å	170 Å	

Tableau 8. Principaux résultats obtenus à partir des différentes méthodes : simulation RUMP; simulation RBX; méthode semi-empirique et prédiction SRIM2006.

A partir des résultats délivrés par les différentes méthodes, on s'aperçoit que la dose des ions d'antimoine est bien supérieure à la valeur nominale (*i.e* $5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$). Mais il faut noter qu'elle est tout de même du même ordre de grandeur. Quant au parcours projeté R_p et à la déviation standard ΔR_p , elles sont en accord avec les prédictions faites par SRIM. D'autre part, il est clair que la simulation des spectres RBS par RUMP et RBX fournit de meilleurs résultats par rapport à la méthode semi-empirique.

6.3.1.2. Simulation des profils de concentrations des ions Sb^+

Grâce aux codes RUMP et RBX, nous avons pu obtenir les profils de concentration des ions Sb^+ en profondeur dans la cible Si (111).

Les profils de concentration atomique en profondeur, déduisent après la simulation du spectre expérimental RBS par les deux codes RUMP et RBX, sont donnés sur la figure 35.

Sur la figure 35a, on se propose de superposer le profil calculé par RUMP(—) avec celui obtenu par le logiciel RBX (---). Les deux profils sont de forme gaussienne et présentent un maximum au voisinage de R_p . D'autre part, le profil de concentration obtenu par le code RBX présente une surface totale plus grande que l'aire sous le signal du profil de concentration obtenu par le code RUMP d'où la dose plus élevée mentionnée dans le tableau 8 (voir la relation 19).

D'après le profil calculé par le code RBX (---) (voir Fig.35b), nous avons une queue vers la surface, montrant la présence d'un skewness négatif ($\gamma < 0$). Ce résultat a également été reporté dans la littérature pour les éléments B et Al [62]. Par ailleurs, d'après la figure 35b, la concentration en surface commence par une valeur différente de zéro; parce que d'une part le profil se rapproche de la distribution de type Pearson et d'autre part il ya le phénomène de pulvérisation relativement important de l'antimoine vu que celui ci est un élément lourd et implanté à forte dose [63]. Notons que, H.Y. Chan et *al* [64] ont utilisé la distribution de Pearson pour expliquer les profils de concentration, obtenus à une gamme d'énergie (0.1 -300 KeV) , dose(1×10^{13} atomes/cm² - 1×10^{15} atomes/cm²), qui se produisant particulièrement pour les implants suivants (B, C, P, N, F, Si, P, Ga, Ge, In et Sb) dans le Silicium.

Le profil calculé à l'aide du logiciel RUMP est montré sur la figure 35c, auquel nous avons rajouté un fit de type gaussien (.....). On remarque qu'il y'a une très bonne superposition. Ceci montre que le profil calculé par RUMP est bien de forme gaussienne. Donc, les deux paramètres (*i.e.* le skewness (γ) et le Kurtosis (β)) sont approximativement égaux à 0 et à 3 respectivement. Toutefois, plusieurs expérimentateurs [65,66] ont démontré que la loi de la dispersion gaussienne ne décrit pas de manière correcte les profils implantés dans le cas d'énergies élevées. Il est donc nécessaire d'utiliser d'autres modèles statistiques donnant des profils plus proches des exigences expérimentales. Ils ont montré que la distribution du type Pearson donne des allures pratiquement égales à la forme expérimentale du profil [67]. En utilisant ce modèle, Hofker et *al* [68] ont obtenu les profils de distribution du Bore et du Bismuth dans le Silicium et les ont comparés avec des profils expérimentaux et des profils gaussiens. Ils ont trouvé que la distribution du type Pearson permet de modéliser les profils d'implantation beaucoup mieux qu'une simple allure gaussienne. Donc, le profil calculé par le code RBX est le plus proche de la réalité.

A partir des profils de concentration, nous avons encore pu estimer les deux paramètres caractéristiques : R_p et ΔR_p qui sont le parcours projeté et la déviation standard, respectivement. En effet R_p , correspond à la position du pic du profil et ΔR_p se traduit par la largeur à mi-hauteur (qui donne l'élargissement du profil autour du maximum de la concentration) du signal. Les résultats obtenus sont représentés dans le tableau 9.

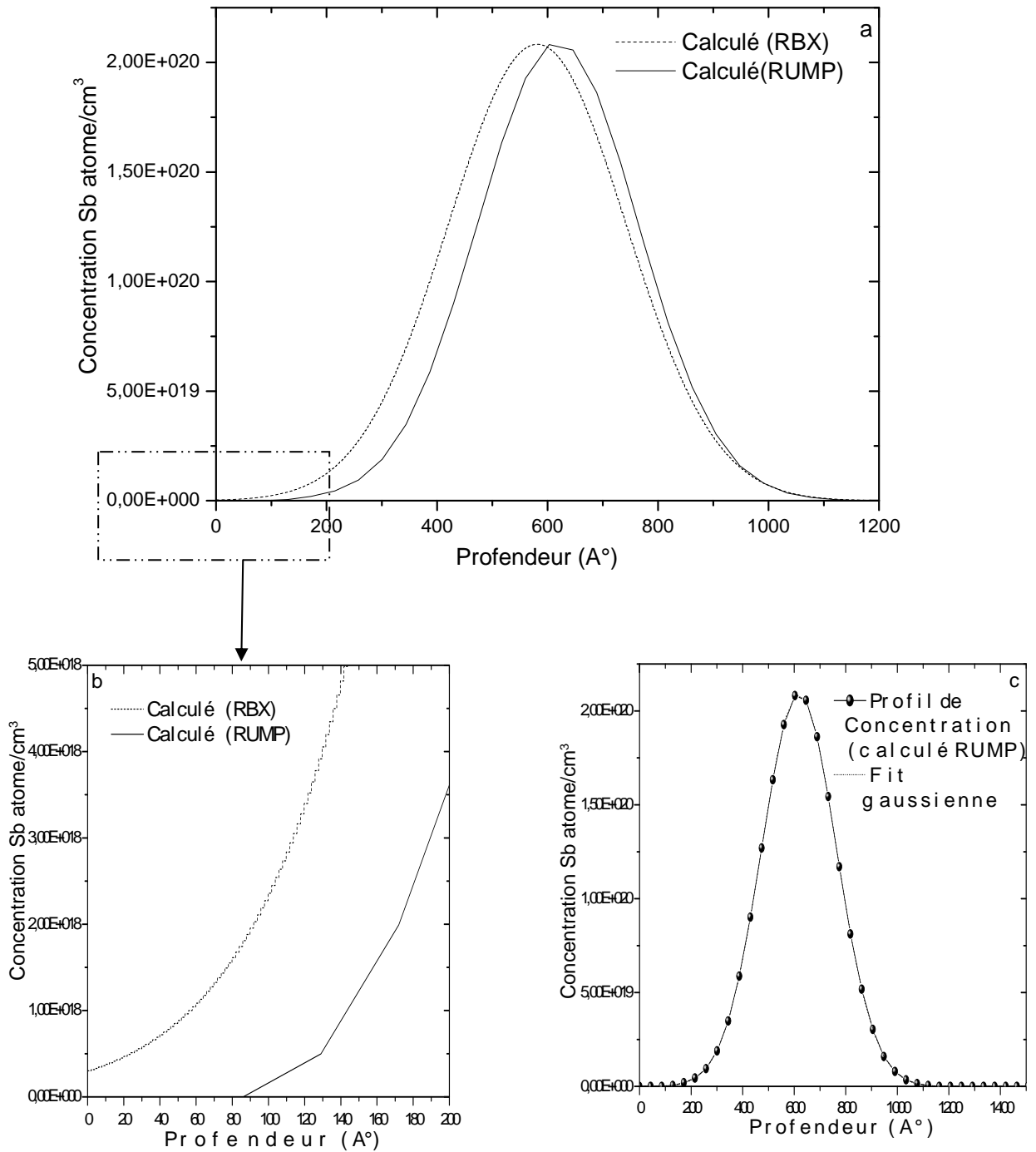


Figure 35. Profils de concentration atomique : a) superposition des profils calculés par les codes RUMP et RBX ; b) grossissement de la zone encadrée en a); c) profil calculé à l'aide du logiciel RUMP avec un fit de type gaussien (.....).

	R_p	ΔR_p	Concentration maximale
Profil d'impuretés calculé par RUMP	620 Å	150 Å	2.09×10^{20} atome/cm ³
Profil d'impuretés calculé par RBX	580 Å	165 Å	2.08×10^{20} atome/cm ³

Tableau 9. Principaux résultats obtenus à partir des profils de concentrations.

Les résultats de R_p et ΔR_p au dessus sont en parfait accord avec celles mentionnés au tableau 8 et aussi les résultats de la concentration maximale sont en bon accord avec celles mentionnés au tableau 6.

6.3.2. Cas de l'orientation rasante du détecteur ($\varphi = 75^\circ$)

6.3.2.1. Évaluation des paramètres liés à l'implantation ionique de Sb^+ dans Si

Les résultats de la simulation par les deux logiciels RUMP et RBX du spectre RBS obtenus en mode random sont schématisés sur la figure 36. On se rappelle que la simulation correspond à un échantillon implanté et non recuit (pour une orientation rasante).

Cette figure montre une très bonne coïncidence des spectres RBS expérimental (...) et simulé par le code RUMP (---) (figures 36a et 36c) et aussi expérimental (...) et simulé par le code RBX (—) (figures 36b et 36d).

Les résultats de la simulation par le code RUMP sont comme suit :

- Epaisseur simulée de la couche du silicium = 7620 Å ;
- La dose de l'antimoine = 6.2×10^{14} Sb^+ / cm^2 ;
- Le parcours projeté $R_p = 550$ Å ;
- La déviation standard $\Delta R_p = 150$ Å .

Les résultats de la simulation par le code RBX sont comme suit :

- Epaisseur simulée de la couche du silicium = 5780 Å ;
- La dose de l'antimoine = 7.12×10^{14} Sb^+ / cm^2 ;
- Le parcours projeté $R_p = 530$ Å ;
- La déviation standard $\Delta R_p = 150$ Å .

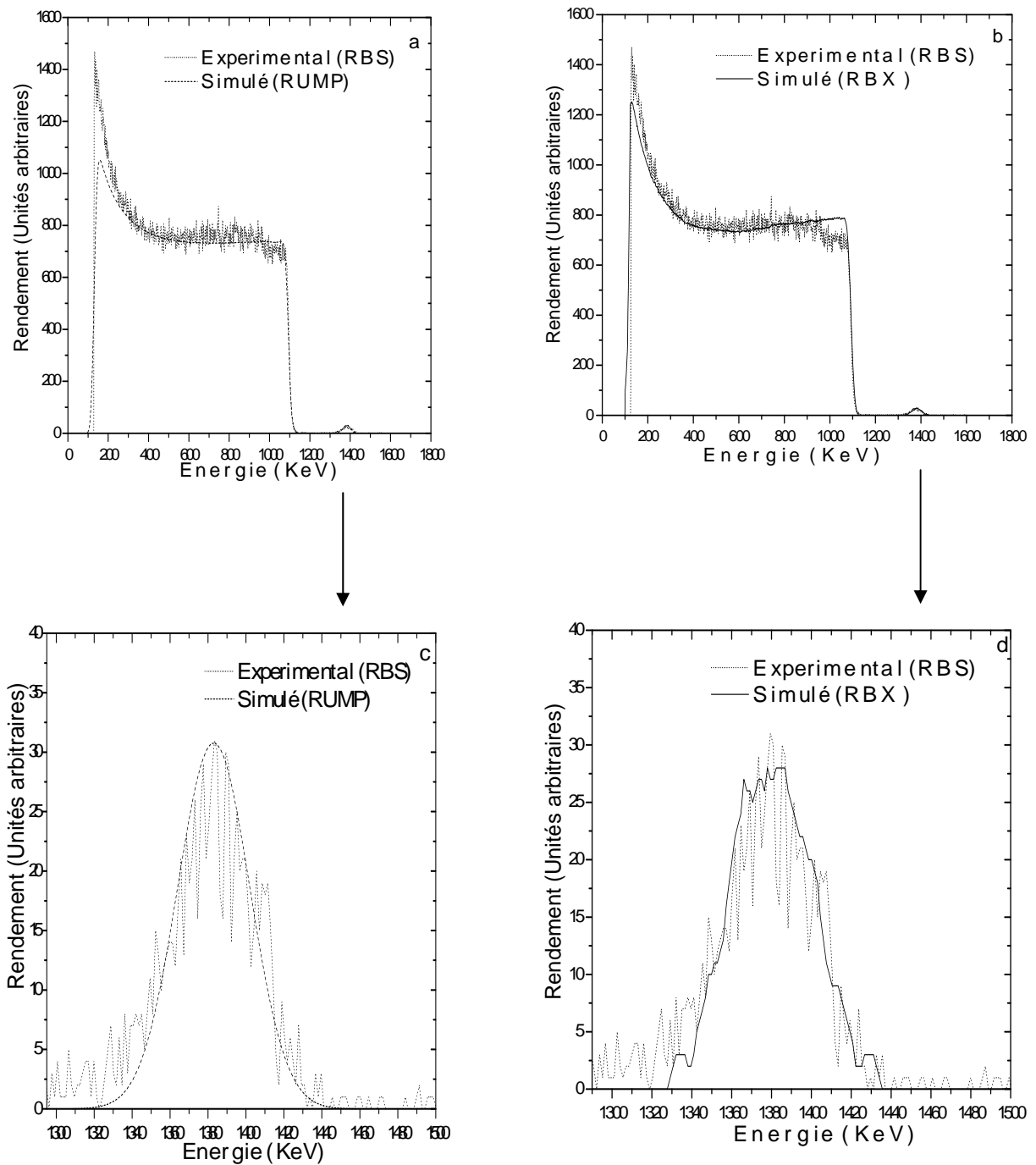


Figure 36. Spectres RBS, random, obtenus pour une orientation rasante du détecteur, et correspondant à un échantillon Si (111) implanté à l’antimoine ($5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) et non recuit.

- a) superposition des spectres expérimental (...) et simulé par RUMP (----) ;
- b) superposition des spectres expérimental (...) et simulé par RBX (—) ;
- c) grossissement de la partie correspondant à la région du signal Sb de la figure 36 a) ;
- d) grossissement de la partie correspondant à la région du signal Sb de la figure 36 b).

Pour des raisons de clarté, on résume sur le tableau 10, les principaux résultats obtenus par simulation RUMP, par méthode semi-empirique, par simulation RBX, et aussi par prédiction SRIM2006.

	R_p	ΔR_p	Dose de Sb
Simulation par RUMP	550 Å	150 Å	$6.2 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$
Simulation par RBX	530 Å	150 Å	$7.12 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$
Méthode semi – empirique	515.16 Å	144.81 Å	$7.69 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$
SRIM	600 Å	170 Å	

Tableau 10. Principaux résultats obtenus à partir des différentes méthodes : simulation RUMP; simulation RBX; méthode semi-empirique et prédiction SRIM2006.

A partir des résultats donnés par les différentes méthodes, on s'aperçoit que la dose des ions d'antimoine est bien supérieure à la valeur nominale (*i.e* $5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) et la valeur la plus proche à la valeur nominale, est celle fournie par le logiciel RUMP. Concernant le parcours projeté R_p et la déviation standard ΔR_p , les valeurs mentionnées dans le tableau 10, sont en bon accord avec les prédictions faites par SRIM. D'autre part, il est clair que la simulation des spectres RBS par RUMP et RBX fournit de meilleurs résultats par rapport à la méthode semi-empirique.

6.3.2.2. Simulation des profils de concentrations des ions Sb^+

Les profils de concentration atomique en profondeur, déduisent après la simulation du spectre expérimental RBS par les deux codes RUMP et RBX, sont donnés sur la figure 37. Sur la figure 37a, on se propose de superposer le profil calculé par RUMP(—) avec celui obtenu par le logiciel RBX (---). Les deux profils sont de forme gaussienne présentent un maximum au voisinage de R_p . D'autre part, le profil de concentration obtenu par le code RBX présente une surface totale plus grande que l'aire sous le signal du profil de concentration obtenu par le code RUMP d'où la dose plus élevée mentionnée dans le tableau 10 (voir la relation 19).

Par ailleurs, d'après la figure 37b, la concentration en surface commence par une valeur différente de zéro. Ceci s'explique par le phénomène de pulvérisation et l'approximation de Pearson dont nous avons discuté auparavant.

Le profil calculé à l'aide du logiciel RUMP est montré sur la figure 37c, auquel nous avons rajouté un fit de type gaussien (.....). On remarque qu'il y'a une très bonne superposition. Ceci montre que le profil calculé par RUMP est bien de forme gaussienne. Notons que, le profil calculé par le code RBX est le plus proche de la réalité.

A partir des profils de concentration, nous avons encore pu estimer les deux paramètres caractéristiques : R_p et ΔR_p qui sont le parcours projeté et la déviation standard, respectivement. En effet, R_p correspond à la position du pic du profil et se ΔR_p traduit par la largeur à mi-hauteur (qui donne l'élargissement du profil autour du maximum de la concentration) du signal. Les résultats obtenus sont représentés dans le tableau 11.

	R_p	ΔR_p	Concentration maximale
Profil d'impuretés calculé par RUMP	540 Å	145 Å	1.93×10^{20} atome/cm ³
Profil d'impuretés calculé par RBX	521 Å	150 Å	1.88×10^{20} atome/cm ³

Tableau 11. Principaux résultats obtenus à partir des profils de concentrations.

Les résultats de R_p et ΔR_p au dessus sont en parfait accord avec celles mentionnés au tableau 10 et aussi les résultats de la concentration maximale sont en bon accord avec celles mentionnés au tableau 7.

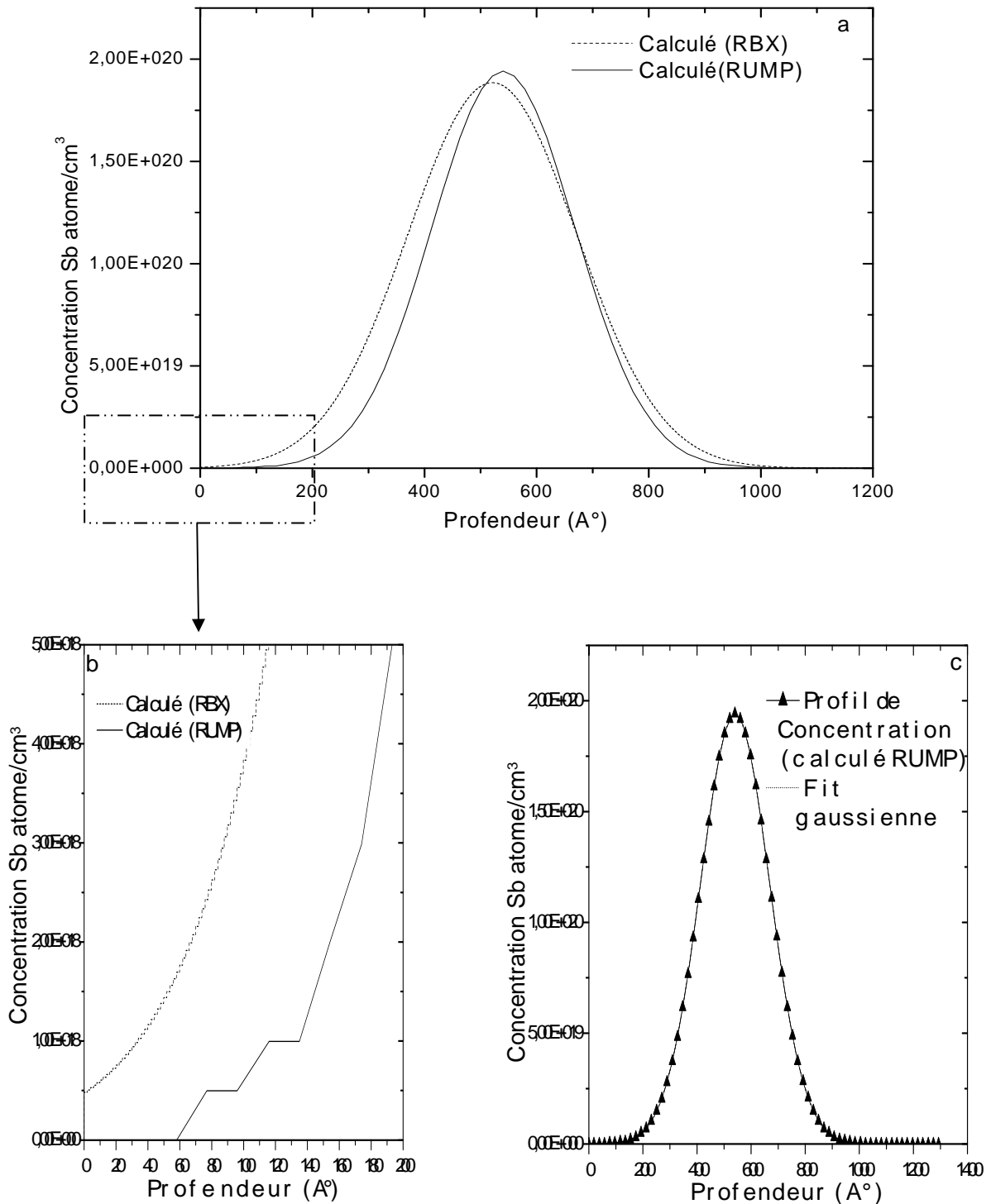


Figure 37. Profils de concentration atomique : a) superposition des profils calculés par les codes RUMP et RBX ; b) grossissement de la zone encadrée en a); c) profil calculé à l'aide du logiciel RUMP avec un fit de type gaussien (.....).

7. Résultats obtenus par la technique RBS en mode canalisé

7.1. Simulation RBX des spectres RBS correspondant aux échantillons vierges

7.1.1. Cas de l'orientation normale du détecteur ($\varphi = 10^\circ$)

Dans ce qui suit, nous exposerons seulement les résultats de la simulation obtenus à partir du code RBX. Concernant le RUMP, il faut noter que ce logiciel est conçu pour traiter les signaux RBS obtenus selon le mode random uniquement.

Dans le cas d'un cristal parfait, la canalisation fait diminuer le nombre d'ions rétrodiffusés d'une façon appréciable comme le montre la figure 38. En effet, il ya très peu de collisions de sorte que le nombre d'ions rétrodiffusés est faible. Toutefois les ions incidents peuvent être déviés par les atomes superficiels de la cible où d'autres atomes tels que ceux absorbés suite à la contamination superficielle. Ceci donne lieu à un pic aux hautes énergies caractéristique de l'état de surface appelé pic de surface.

Sur la figure 38, on représente la superposition du spectre RBS expérimental et simulé par le code RBX. On signale que le spectre expérimental énergétique RBS obtenu en mode canalisé et correspondant à un échantillon vierge (*i.e.* référence), est constitué d'un seul signal situé à ~ 888.2 KeV et correspondant au silicium (Si).

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 RBX et la méthode semi-empirique sont comme suit :

- Epaisseur de la couche endommagée du silicium 110 \AA (simulation par RBX) ;
- L'énergie moyenne à mi-hauteur du pic de surface = 5.40 KeV et qui traduit une épaisseur de silicium amorphe 108.20 \AA (méthode semi-empirique).

La valeur de l'épaisseur de la couche endommagée du silicium calculée par le code RBX est en très bon accord avec celle calculée par la méthode semi-empirique.

Le spectre (...), obtenu en mode canalisé 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 remarque l'absence des petites perturbations sur le signal du silicium, ce qui traduit la pureté des spécimens.

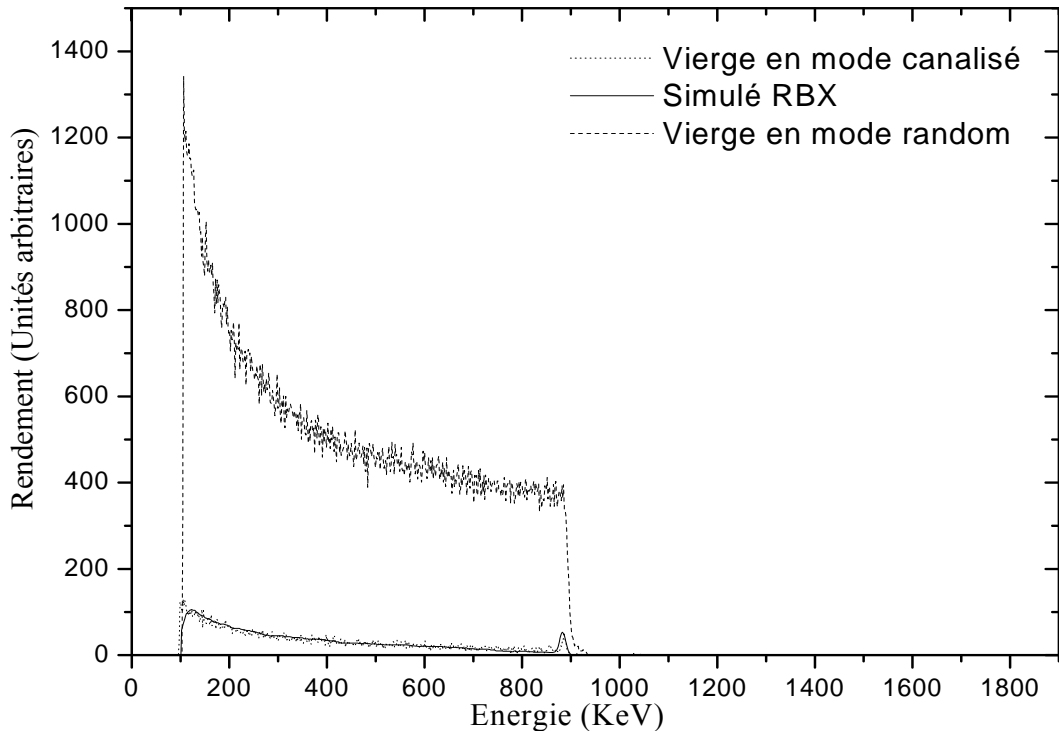


Figure 38. Superposition des spectres RBS des particules He^+ (1.57 MeV) relatifs à un échantillon Si(111) : vierge en mode random (---); vierge en mode canalisé (....) et simulé par le programme RBX (—).

7.1.2. Cas de l'orientation rasante du détecteur ($\varphi = 75^\circ$)

Sur la figure 39, on représente la superposition du spectre RBS expérimental en mode canalisé (....) et simulé (—) par le code RBX. Le spectre expérimental énergétique RBS obtenu en mode canalisé et correspondant à un échantillon vierge est constitué d'un seul signal situé à ~ 1094 KeV et correspondant au silicium (Si).

A partir de cette figure, il est clair que les deux spectres sont bien superposés ce qui témoigne d'une bonne simulation. Les résultats de la simulation RBX et la méthode semi-empirique sont comme suit :

- Épaisseur de la couche endommagée du silicium 90 Å (simulation par RBX) ;
- L'énergie moyenne à mi-hauteur du pic de surface = 13.50 KeV et qui traduit une épaisseur de silicium amorphe 104.32 Å (méthode semi-empirique).

La valeur de l'épaisseur de la couche endommagée du silicium calculée par le code RBX est en très bon accord avec celle calculée par la méthode semi-empirique.

D'autre part, on signale que le spectre (...), obtenu en mode canalisé 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 remarque l'absence des petits pics sur le signal du silicium, ce qui traduit la pureté des spécimens.

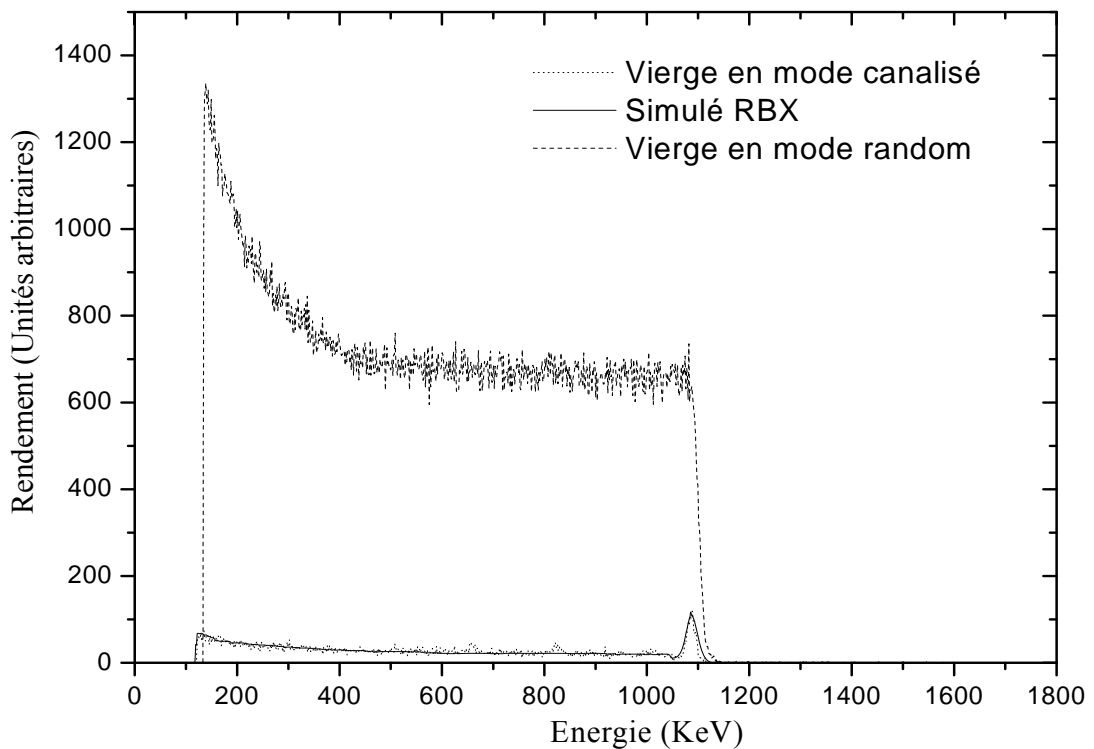


Figure 39. Superposition des spectres RBS des particules He^+ (1.57 MeV) relatifs à un échantillon Si(111) : vierge en mode random (---); vierge en mode canalisé (...) et simulé par le programme RBX (—).

7.2. Simulation RBX des spectres RBS enregistrés à partir des échantillons implantés et non recuits

7.2.1. Cas de l'orientation normale du détecteur ($\varphi = 10^\circ$)

7.2.1.1. Évaluation de l'épaisseur de la couche endommagée du silicium

La combinaison de la technique RBS (Rutherford backscattering spectrometry) avec la canalisation permet de mesurer l'écart en terme de structure cristallographique du substrat par rapport à un monocristal. L'exemple le plus adapté c'est le cas d'une couche amorphe mince au dessus d'un monocristal. L'implantation ionique cause des dommages qui peuvent arriver à la modification totale dans la régularité du substrat en profondeur. L'épaisseur de la couche endommagée (Δx_{Si}) est trouvée à partir de l'énergie ΔE (la largeur à mi-hauteur du pic de surface du spectre canalisé), en utilisant la formule 51.

Sur la figure 40, on représente la superposition du spectre RBS expérimental en mode canalisé (...) et simulé (—) par le code RBX. Le spectre expérimental énergétique RBS obtenu en mode canalisé et correspondant à un échantillon implanté et non recuit. Il est constitué de deux signaux dont le premier (situé à ~ 888.2 KeV) correspond au silicium et le second (situé à ~ 1378 keV) est relatif à l'antimoine.

Cette figure montre une très bonne superposition entre les deux spectres ce qui conduit à dire qu'une très bonne simulation a été effectuée. Les résultats de la simulation RBX et la méthode semi-empirique (concernant l'épaisseur de la couche endommagée du silicium) sont comme suit :

- Epaisseur de la couche endommagée du silicium 900 \AA (simulation par RBX) ;
- L'énergie moyenne à mi-hauteur du pic de surface = 32.40 KeV et qui traduit une épaisseur de silicium amorphe 648.77 \AA (méthode semi-empirique).

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(---)). Cette élévation prononcée des pics de surfaces traduit une amorphisation dans les couches superficielles dans les cibles de Si [69]. Elle est attribuée aux dommages d'irradiation qui sont produits par l'impact de faisceau de Sb^+ dans les cibles de Si. Notons que, N.S. Bennett et *al.* [70] ont trouvé que l'amorphisation des

couches superficielles du silicium implanté à l'antimoine commence à partir d'une valeur supérieure ou égale à $(4 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2)$.

Ainsi, on conclut que l'amorphisation révélée dans le cadre de ce travail est en accord avec la littérature. En effet, la valeur nominale ($5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) utilisée dans ce mémoire est supérieure au seuil donné par la référence [70].

Concernant la valeur de l'épaisseur de la couche endommagée, on estime que celle évaluée par RBX est plus fiable. En effet, la méthode semi-empirique est valable uniquement pour les approximations en surface, ce qui n'est pas le cas en amorphisation.

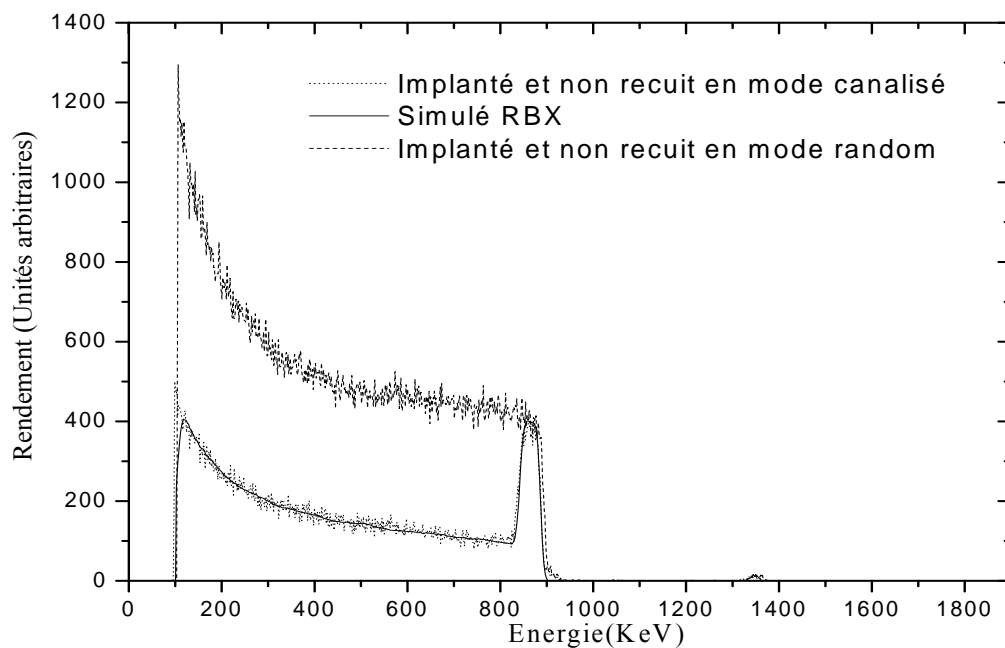


Figure 40. Superposition des spectres RBS des particules He^+ (1.57 MeV) relatifs à un échantillon Si (111) non recuit: implanté à l'antimoine ($5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) en mode random (---); implanté à l'antimoine ($5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) en mode canalisé (....) et simulé par le programme RBX (—).

7.2.1.2. Etude du comportement des ions Sb^+

Pour étudier le comportement des ions Sb^+ , nous avons utilisé la technique RBS en modes random et canalisé simultanément. Sur la figure 41, on reporte les signaux de Sb correspondent à un échantillon implanté mais non recuit. Les spectres random (---) et canalisé (....) ont une forme gaussienne et possèdent la même surface. Ceci suggère que toute la

quantité de Sb introduite est localisée en sites irréguliers dans le réseau de Si. En plus, ce résultat est en accord avec notre travail antérieur [71].

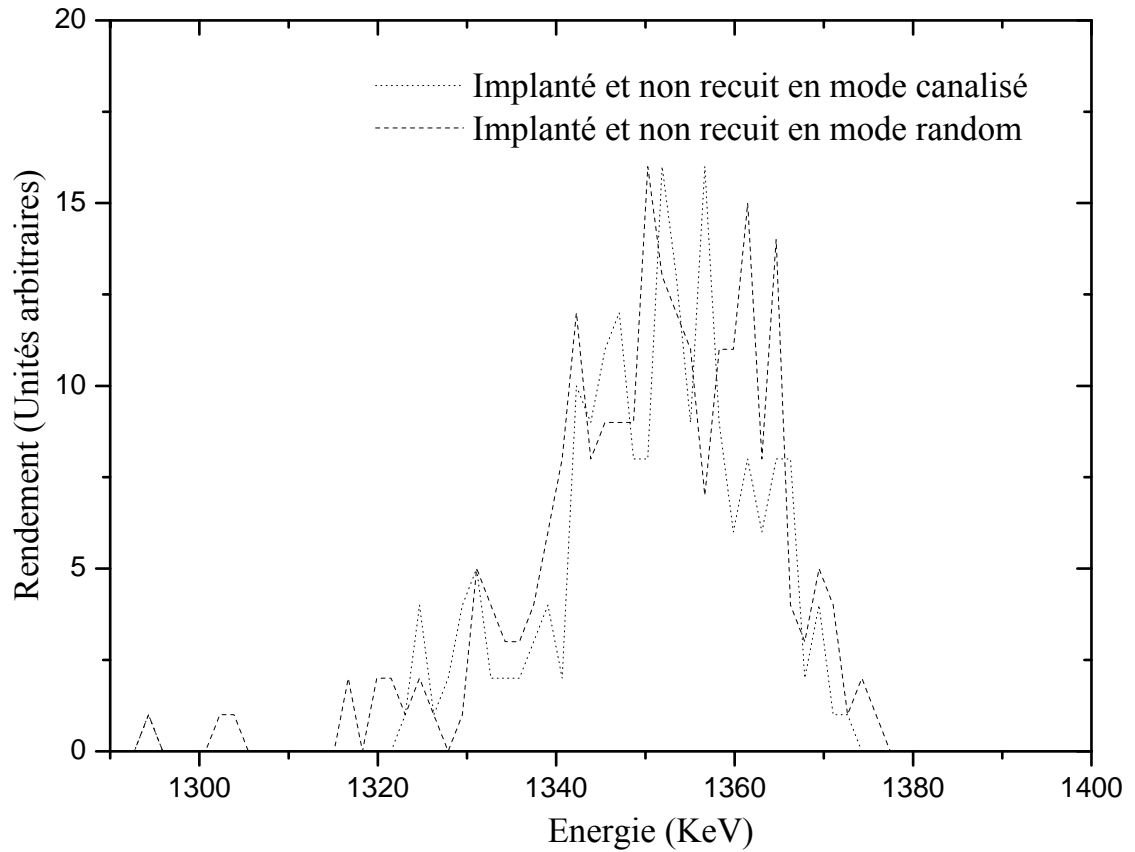


Figure 41. Spectres énergétiques RBS de particule He^+ (1.57 MeV) d'échantillons Si(111) non recuits : implanté à l'antimoine ($5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) en mode canalisé (.....) ; implanté à l'antimoine ($5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) en mode random (---).

7.2.1.3. Profil de défauts

Sur la figure 42 on représente le profil de défauts calculé à partir du logiciel RBX et correspondant au pic de surface du spectre aligné de l'échantillon implanté. Ce profil révèle des défauts en surface qui s'étalent jusqu'à $\sim 454 \text{ \AA}$.

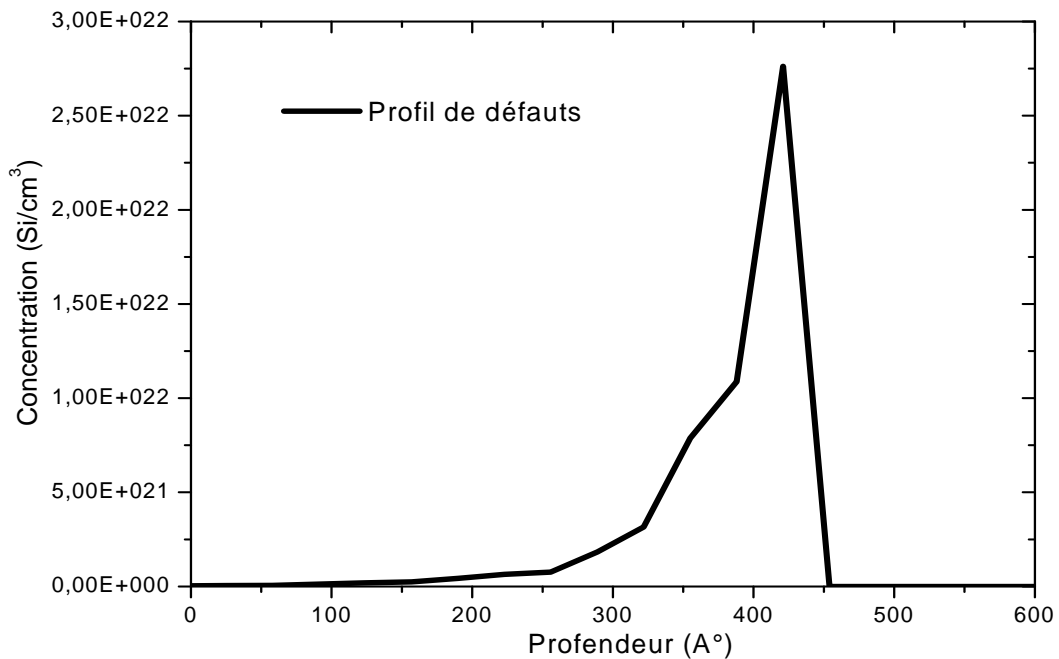


Figure 42. Profil de défauts calculé à l'aide du logiciel RBX.

7.2.2. Cas de l'orientation normale du détecteur ($\varphi = 75^\circ$)

7.2.2.1. Évaluation de l'épaisseur de la couche endommagée du silicium

Sur la figure 43, on représente la superposition du spectre RBS expérimental en mode canalisé et simulé par le code RBX. Le spectre expérimental énergétique RBS obtenu en mode canalisé et correspondant à un échantillon implanté et non recuit est constitué de deux signaux dont le premier (situé à ~ 1094 KeV) correspond au silicium et le second (situé à ~ 1445 keV) est relatif à l'antimoine.

Cette figure montre clairement une très bonne coïncidence des spectres RBS expérimental et simulé par le code RBX.

Les résultats de la simulation RBX et la méthode semi-empirique (concernant l'épaisseur de la couche endommagée du silicium) sont comme suit :

- Epaisseur de la couche endommagée du silicium 800 \AA (simulation par RBX) ;
- L'énergie moyenne à mi-hauteur du pic de surface = 95.17 KeV et qui traduit une épaisseur de silicium amorphe 735.38 \AA (méthode semi-empirique).

Les deux valeurs sont similaires parce que l'orientation rasante est mieux adaptée pour l'étude des surfaces.

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 (---)). Cette élévation prononcée de pic de surface traduit la présence d'amorphisation dans les zones implantées [69]. Elle est attribuée aux dégâts d'irradiation qui sont produits par l'impact de faisceau de Sb^+ dans les cibles de Si. Notons que, la valeur nominale ($5 \times 10^{14} Sb^+/cm^2$) utilisée dans ce mémoire est supérieure au seuil donné par la référence [70].

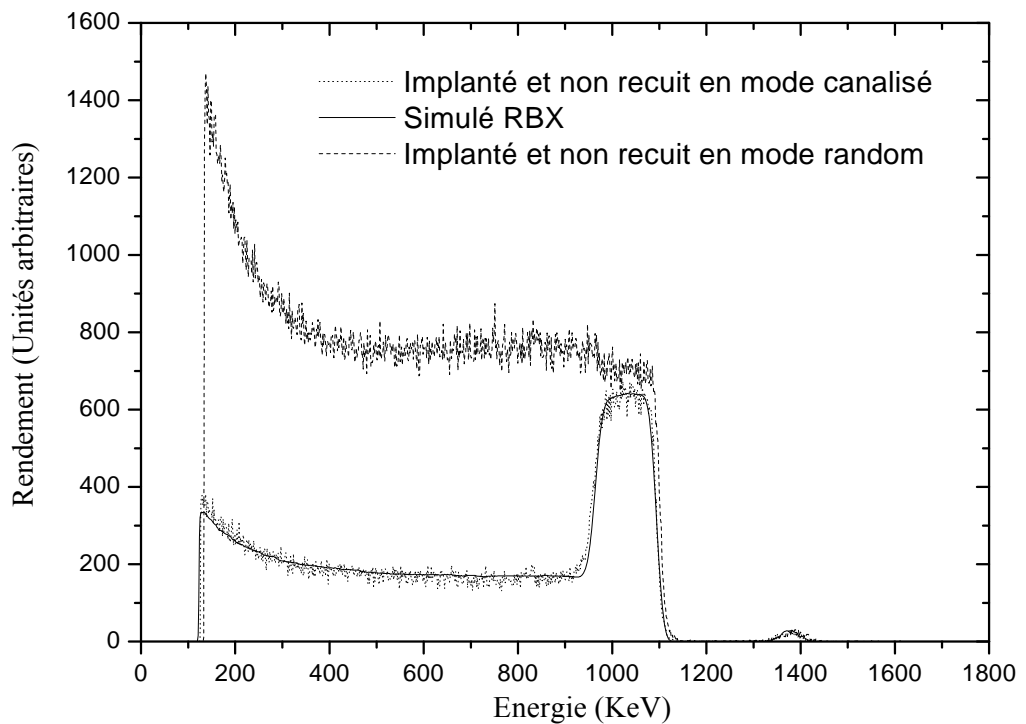


Figure 43. Superposition des spectres RBS des particules He^+ (1.57 MeV) relatifs à un échantillon Si (111) non recuit: implanté à l'antimoine ($5 \times 10^{14} Sb^+/cm^2$) en mode random (---); implanté à l'antimoine ($5 \times 10^{14} Sb^+/cm^2$) en mode canalisé (.....) et simulé par le programme RBX (—).

7.2.2.2. Etude du comportement des ions Sb^+

Pour étudier le comportement des ions Sb^+ , nous avons utilisé la technique RBS en modes random et canalisé simultanément. Sur la figure 44, on reporte les signaux de Sb correspondant à un échantillon implanté mais non recuit. Les spectres random (---) et canalisé (.....) ont une forme gaussienne et possèdent la même surface. Ceci suggère que toute la quantité de Sb introduite est localisée en sites irréguliers dans le réseau de Si. En plus, ce résultat est en accord avec notre travail antérieur [71].

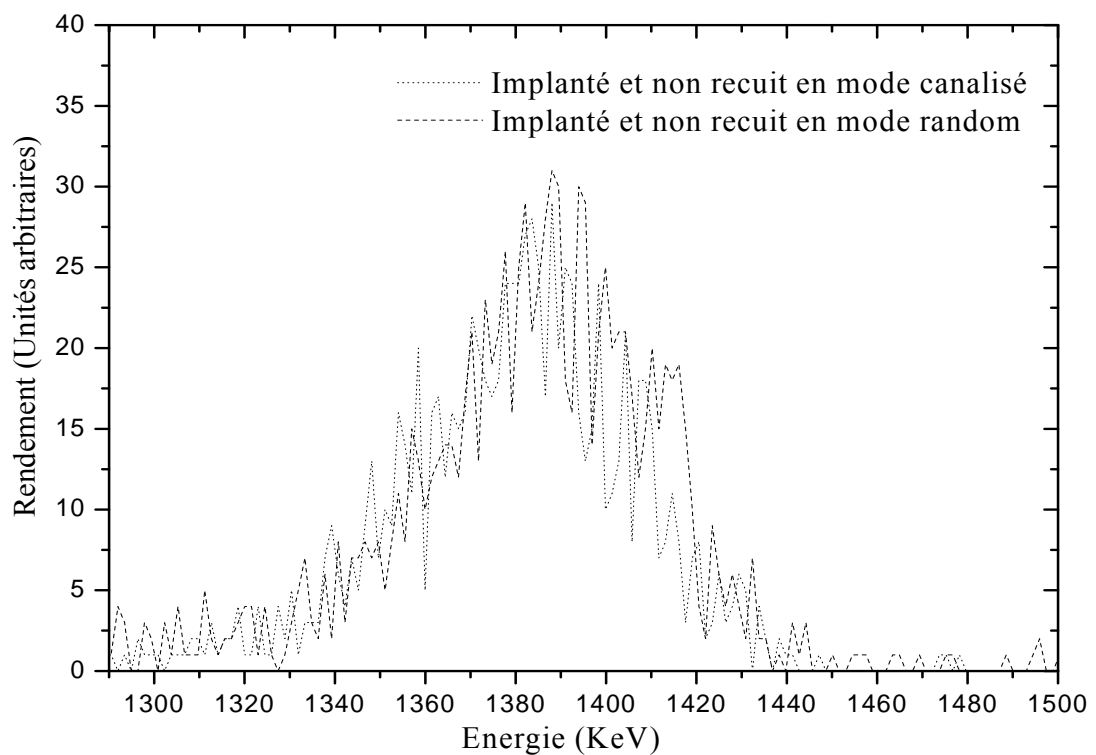


Figure 44. Spectres énergétiques RBS de particule He^+ (1.57 MeV) d'échantillons Si(111) non recuits : implanté à l'antimoine ($5 \times 10^{14} Sb^+/cm^2$) en mode canalisé (.....) ; implanté à l'antimoine ($5 \times 10^{14} Sb^+/cm^2$) en mode random (---).

7.2.2.3. Profil de défauts

Sur la figure 45 on représente le profil de défauts calculé par le logiciel RBX et correspondant au pic de surface du spectre aligné de l'échantillon implanté.

Ce profil témoigne de la présence de défauts en surface qui s'étalent jusqu'à ~ 283 Å. La valeur trouvée est différente de celle obtenue pour l'orientation normale. Notons tout de même que les résultats de l'orientation rasante sont plus fiables vu qu'elle permet de meilleures précisions quant à l'étude des surfaces.

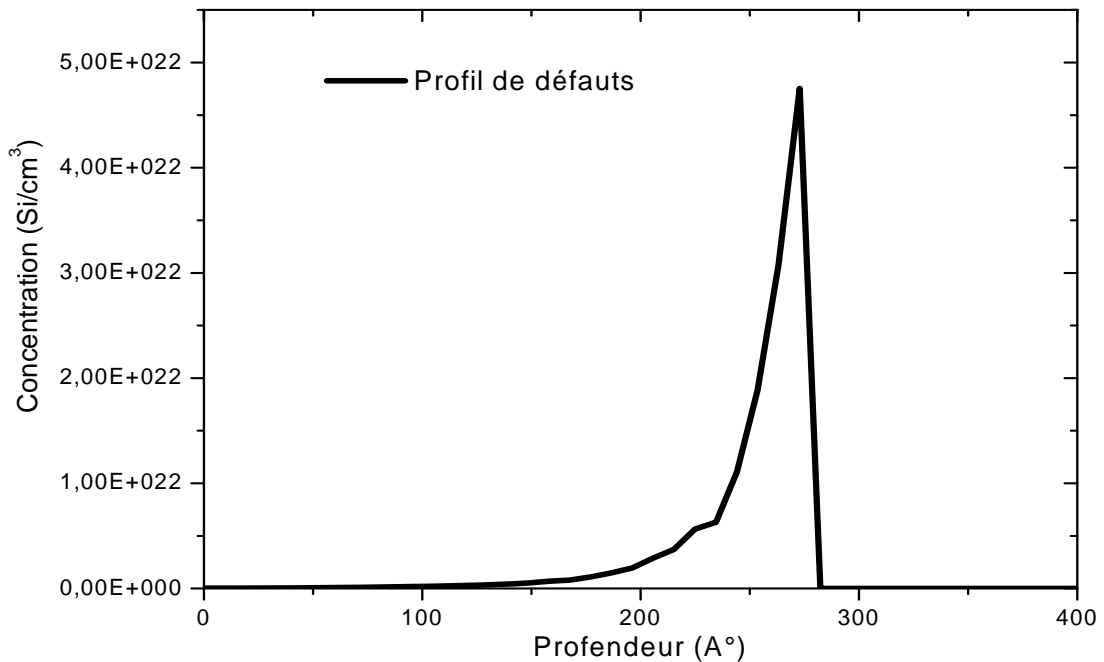


Figure 45. Profil de défauts calculé à l'aide du logiciel RBX.

8. Comparaison entre les deux orientations

D'après cette étude, on constate que la simulation des spectres RBS pour l'orientation normale par RUMP et RBX fournit les meilleures valeurs de R_p et ΔR_p . Ils sont en fait plus comparables avec les prédictions faites par SRIM 2006 que celles trouvées en incidence rasante. Avec cette géométrie normale, le faisceau incident des particules He^+ parcourt une plus grande distance dans la cible ce qui explique l'augmentation des épaisseurs trouvées (la couche de silicium traité, le parcours projeté R_p et la déviation standard ΔR_p , la couche endommagée du silicium, la profondeur moyenne R_D) dans cette géométrie par rapport à la géométrie rasante.

M. Kokkoris et *al* [72] ont trouvé que les résultats des angles de détection θ entre 145° et 170° (pour les spectres RBS et NRA) montrent une très bonne concordance avec les données existants déjà en littérature. Les valeurs de la concentration maximale pour l'orientation normale sont plus grandes que celles trouvées pour l'orientation rasante parce que l'incidence normale permet de maximiser le rendement de rétrodiffusion donc la sensibilité de détection des éléments d'une part. D'autre part, cet angle de détection permet de déduire des profils de concentration avec une grande précision. Tandis que, la géométrie rasante donne les meilleurs profils de défauts parce que les défauts d'implantation sont trouvés dans une région à faible épaisseur c'est-à-dire près de la surface (les couches endommagées en sub-surface) ce qui explique l'augmentation de la concentration maximale des défauts dans la géométrie rasante (4.75×10^{22} (Si/cm^3)) par rapport à la géométrie normale (2.75×10^{22} (Si/cm^3)) (voir les profils de défauts).

9. Conclusion partielle

La caractérisation expérimentale par l'analyse RBS selon deux géométries différentes en modes Random et canalisé nous a permis d'obtenir plusieurs résultats intéressants concernant les spécimens Si(111) qui ont été implantés par des ions Sb^+ (5×10^{14} Sb^+/cm^2) à 120 keV.

La simulation des spectres RBS en incidence normale par RUMP et RBX nous a fournit les meilleures valeurs de R_p et ΔR_p . Ils sont en fait plus comparables avec les prédictions faites par SRIM 2006 que celles trouvées en incidence rasante. Ceci est dû au fait que la géométrie en incidence normale donne des résultats montrant une très bonne concordance avec les données existants déjà en littérature. En plus, la géométrie en incidence normale permet de déduire des profils de concentration avec une grande précision, cependant la géométrie en incidence rasante donne les meilleurs profils de défauts. L'étude des sections efficaces des éléments d'implantation a été réalisée. En adition, l'étude supplémentaire des spectres RBS (dégât d'irradiation (amorphisation), le comportement des ions Sb^+ , etc.) a été effectuée.

Sur le tableau 12, nous résumons les principaux résultats obtenus par simulation RUMP et RBX des spectres RBS pour chacune des deux géométries, pour pouvoir établir la comparaison entre eux.

Orientation normale ($\varphi = 10^\circ$) en mode Random			
	R_p	ΔR_p	Dose de Sb
Simulation par RUMP	640 Å	170 Å	$7.6 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$
Simulation par RBX	583 Å	160 Å	$8 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$
Méthode semi-empirique	513.01 Å	171.65 Å	$9.42 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$
SRIM	600 Å	170 Å	
Orientation rasante ($\varphi = 75^\circ$) en mode Random			
Simulation par RUMP	550 Å	150 Å	$6.2 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$
Simulation par RBX	530 Å	150 Å	$7.12 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$
Méthode semi-empirique	515.16 Å	144.81 Å	$7.69 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$
SRIM	600 Å	170 Å	
Orientation normale ($\varphi = 10^\circ$) en mode canalisé			
Conditions expérimentales	ΔE (KeV)	Δx_{Si} (Å)	Δx_{Si} (Å) par RBX
Spécimen vierge	5.40	108.20	110
Spécimen implanté	32.40	648.77	900
Orientation rasante ($\varphi = 75^\circ$) en mode canalisé			
Spécimens vierge	13.50	104.32	90
Spécimens implanté	95.17	735.38	800

Tableau 12. Résumé des principaux résultats obtenus pour chacune des deux géométries.

Chapitre IV

Caractérisation des échantillons après le traitement RTP

1. Introduction

Une fois la cible est implantée, des dommages sont générés dans les régions superficielles et les ions sont aléatoirement répartis dans le substrat. Ainsi, des traitements thermiques à hautes températures sont souvent utilisés pour la guérison des défauts et l'activation électrique du dopant (*i.e.* l'antimoine). L'analyse RBS des échantillons implantés et recuits, en positionnant le détecteur selon deux orientations différentes, nous a permis d'étudier avec précision la guérison des défauts qui ont été générés dans les cibles. Nous avons suivi la même procédure de simulation qu'on a faite au chapitre III.

2. Préparation d'échantillons

Le traitement thermique des échantillons implantés est réalisé par recuit rapide (RTP) à 1000°C pendant une minute, sous atmosphère d'azote N₂. Le processus RTP est effectué dans un appareil Heatpulse 410 permettant des recuits de courtes durées (entre 1 et 300 s). Le chauffage des échantillons est obtenu via des lampes tungstène-halogène ; à haute température. Les spécimens traités absorbent une lumière infra rouge.

3. Résultats obtenus par la technique RBS en mode random

3.1. Simulation RUMP et RBX des spectres RBS enregistrés à partir des échantillons implantés et recuits

3.1.1. Cas de l'orientation normale du détecteur ($\varphi = 10^\circ$)

3.1.1.1. Évaluation des paramètres liés à l'implantation ionique de Sb⁺ dans Si

Nous avons utilisé la simulation avec les deux codes qui sont RUMP et RBX pour étudier les spectres RBS obtenus en mode random.

Les résultats de la simulation, par les deux codes, du spectre RBS correspondant à l'échantillon Si(111) implanté et recuit sont représentés sur la figure 46.

Concernant les signaux Si, cette figure montre clairement une bonne superposition des spectres RBS expérimental (...) et simulé par le code RUMP (---) (figure 46a) et aussi expérimental (...) et simulé par le code RBX (—) (figure 46b).

Quant aux signaux Sb (figures 46c et 46d), le pic expérimental est de forme non usuelle, mais nous l'avons comme même approximé par une loi gaussienne.

Les résultats de la simulation par le code RUMP sont comme suit :

- Epaisseur simulée de la couche du silicium = 17000 Å ;
- La dose de l'antimoine = $6 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$;
- Le parcours projeté $R_p = 580 \text{ Å}$;
- La déviation standard $\Delta R_p = 160 \text{ Å}$.

Les résultats de la simulation par le code RBX sont comme suit :

- Epaisseur simulée de la couche du silicium = 17000 Å ;
- La dose de l'antimoine = $6.4 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$;
- Le parcours projeté $R_p = 560 \text{ Å}$;
- La déviation standard $\Delta R_p = 150 \text{ Å}$.

On résume sur le tableau 13, les principaux résultats obtenus par simulation RUMP et par RBX.

	R_p	ΔR_p	Dose de Sb
Simulation par RUMP	580 Å	160 Å	$6 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$
Simulation par RBX	560 Å	150 Å	$6.4 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$

Tableau 13. Principaux résultats obtenus par simulation RUMP et RBX.

A partir des résultats délivrés par les deux simulations, on s'aperçoit que la dose des ions d'antimoine est toujours supérieure à la valeur nominale (*i.e* $5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$). On note toute de même qu'il y'a eu une perte des ions Sb^+ après le recuit thermique des échantillons. Ceci est dû à un phénomène d'exo-diffusion de l'antimoine vers l'extérieur des spécimens. Quant au parcours projeté R_p , et à la déviation standard ΔR_p , les valeurs trouvées sont semblables.

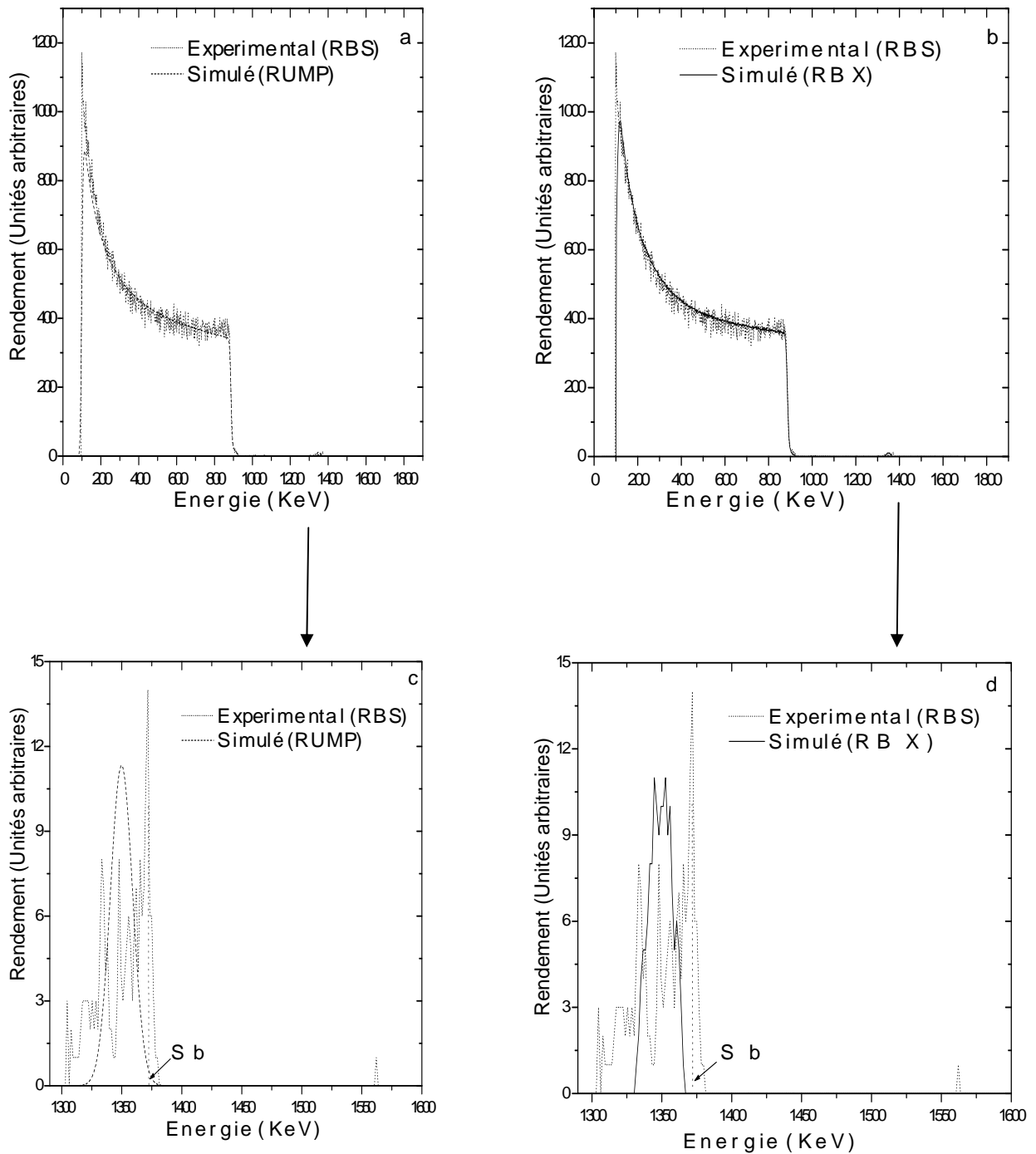


Figure 46. Spectres RBS, random, obtenus pour une orientation normale du détecteur, et correspondant à un échantillon Si (111) implanté à l'antimoine ($5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) recuit.

- a) superposition des spectres expérimental (...) et simulé par RUMP (----) ;
- b) superposition des spectres expérimental (...) et simulé par RBX (—) ;
- c) grossissement de la partie correspondant à la région du signal Sb de la figure 46 a) ;
- d) grossissement de la partie correspondant à la région du signal Sb de la figure 46 b).

3.1.1.2. Simulation des profils de concentrations des ions Sb^+

Les profils de concentration atomique de l'antimoine en profondeur des échantillons, déduisent après la simulation par les deux codes RUMP et RBX, sont montrés sur la figure 47.

Sur la figure 47a, on se propose de superposer le profil calculé par RUMP(—) avec celui obtenu par le logiciel RBX (---). Les deux profils sont de forme gaussienne et présentent un maximum au voisinage de R_p . D'autre part, le profil de concentration obtenu par le code RBX présente une surface totale plus grande que l'aire sous le signal du profil de concentration obtenu par le code RUMP d'où la dose plus élevée mentionnée dans le tableau 15 (voir la relation 19).

D'après le profil calculé par le code RBX (Fig.47 b), la concentration en surface commence par une valeur différente de zéro; parce que d'une part le profil se rapproche de la distribution de type Pearson et d'autre part il ya le phénomène de pulvérisation relativement important de l'antimoine (vu que celui ci est un élément lourd et implanté à forte dose). Le profil calculé à l'aide du logiciel RUMP est montré sur la figure 47c, auquel nous avons rajouté un fit de type gaussien (.....). On remarque qu'il y'a une très bonne superposition, montrant que le profil calculé par RUMP peut être décrit par une loi gaussienne. Quant au profil calculé par le code RBX, il est le plus proche de la réalité (Chap.III, § 6.3.1.2).

A partir des profils de concentration de la figure 47, nous avons encore pu estimer les deux paramètres caractéristiques : R_p et ΔR_p qui sont le parcours projeté et la déviation standard, respectivement. En effet, R_p correspond à la position du pic du profil et ΔR_p se traduit par la largeur à mi-hauteur (qui donne l'élargissement du profil autour du maximum de la concentration) du signal. Les résultats obtenus sont représentés dans le tableau 14.

	R_p	ΔR_p	Concentration maximale
Profil d'impuretés calculé par RUMP	558 Å	160 Å	1.75×10^{20} atome/cm ³
Profil d'impuretés calculé par RBX	557 Å	165 Å	1.73×10^{20} atome/cm ³

Tableau 14. Principaux résultats obtenus à partir des profils de concentrations.

Les résultats mentionnés ci-dessus sont en parfait accord avec ceux enregistrés au tableau 13.

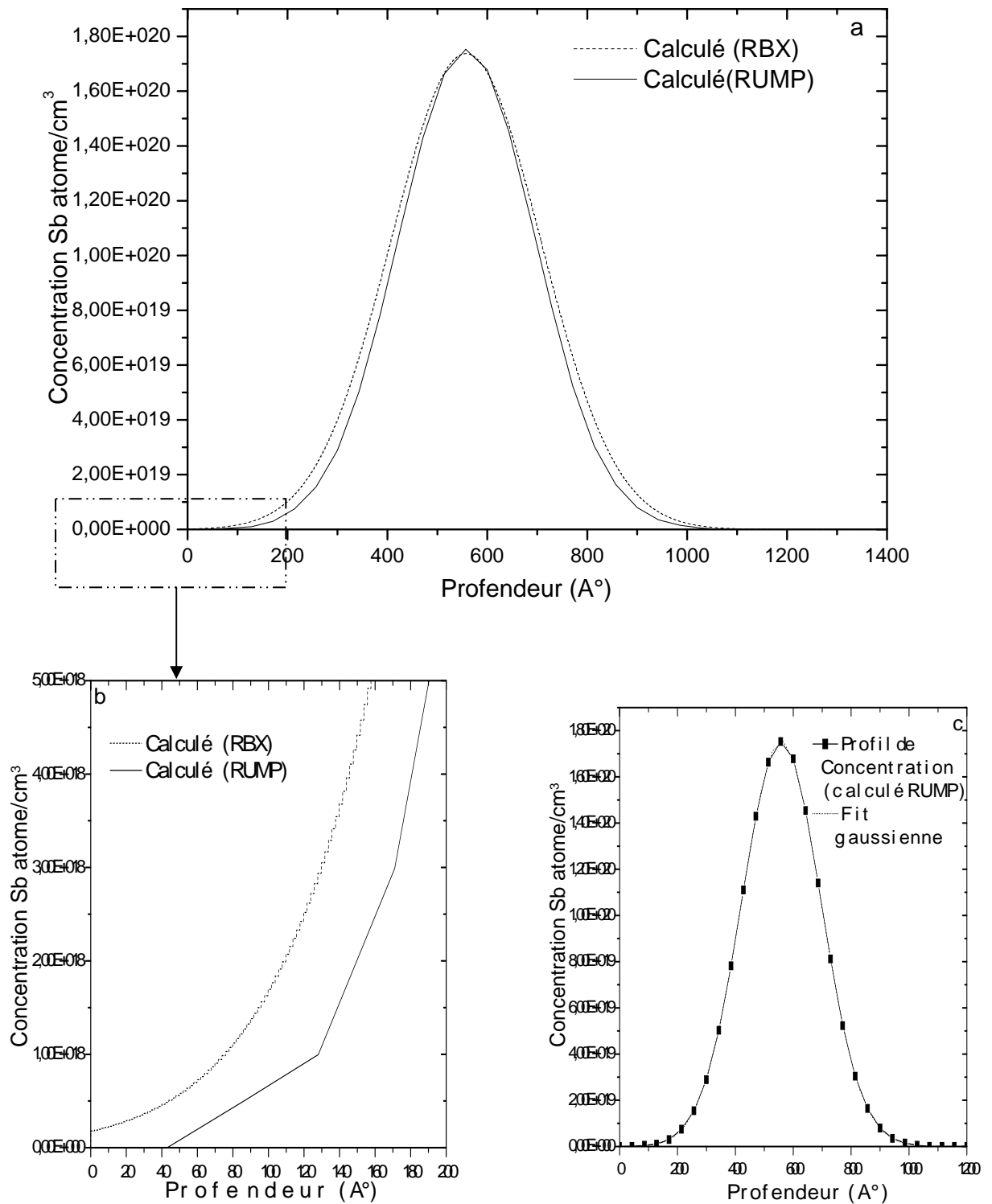


Figure 47. Profils de concentration atomiques : a) superposition des profils calculés par les codes RUMP et RBX ; b) grossissement de la zone encadrée en a) ; c) profil calculé à l'aide du logiciel RUMP avec un fit de type gaussien (.....).

3.1.1.3. Etude du comportement des ions Sb^+

D'après la simulation des spectres RBS en mode random, on s'aperçoit qu'une légère modification est obtenue à la suite du traitement thermique. En particulier, le parcours projeté R_p et la déviation standard ΔR_p (les valeurs obtenus par simulation et à partir des profils de concentrations) ont légèrement diminué signifiant qu'une très faible diffusion de l'antimoine vers la surface a eu lieu. Notons que, S. Ichihara et *al.* [73] ont trouvés une modification significative dans les valeurs de : R_p et ΔR_p pour une implantation de l'arsenic As^+ dans le Silicium traité à 1050° , sous atmosphère d'azote N_2 . En plus, ce résultat est en accord avec la littérature [74,75] et avec nos travaux antérieurs [71 ,76].

D'une manière générale, la diffusion du dopant a lieu via les interstices ou les lacunes [77]. On note que la diffusion par mécanisme substitutionnel (processus lent) de l'antimoine dans les plaquettes de Si nécessite la présence de lacunes [78-80]. On signale aussi, que l'antimoine est un élément exo-diffusant [81, 82] lors des traitements thermiques à haute température ($T \geq 900^\circ\text{C}$) ce qui explique la légère diminution de la dose (révélée par simulation RUMP et RBX après RTP), et de la concentration maximale du dopant. Cependant, cette exo-diffusion peut être tolérée parce qu'au cours du recuit rapide à une température élevée, la recristallisation est plus rapide que la diffusion [28] (voir chapitre I. § 11.2).

3.1.2. Cas de l'orientation rasante du détecteur ($\varphi = 75^\circ$)

3.1.2.1. Évaluation des paramètres liés à l'implantation ionique de Sb^+ dans Si

Les résultats de la simulation par les deux logiciels RUMP et RBX du spectre RBS ; obtenus en mode random, sont schématisés sur la figure 48.

En regardant la région relative au silicium, cette figure montre une bonne coïncidence des spectres expérimental (...) et simulé par le code RUMP (---) (figure 48a) et aussi expérimental (...) et simulé par le code RBX (—) (figures 48b).

Cependant, concernant la région de l'antimoine (figures 48c et 48d), le signal possède une forme non usuelle mais pouvant comme même être approximée par une loi gaussienne.

Les résultats de la simulation RUMP sont comme suit :

- Epaisseur simulée de la couche du silicium = 7620 Å ;
- La dose de l'antimoine = $5.2 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$;
- Le parcours projeté $R_p = 520 \text{ Å}$;
- La déviation standard $\Delta R_p = 150 \text{ Å}$.

Les résultats de la simulation RBX sont comme suit :

- Epaisseur simulée de la couche du silicium = 5780 Å ;
- La dose de l'antimoine = $5.57 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$;
- Le parcours projeté $R_p = 510 \text{ Å}$;
- La déviation standard $\Delta R_p = 140 \text{ Å}$.

On résume sur le tableau 15, les principaux résultats obtenus par simulation RUMP et RBX.

	R_p	ΔR_p	Dose de Sb
Simulation par RUMP	520 Å	150 Å	$5.2 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$
Simulation par RBX	510 Å	140 Å	$5.57 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$

Tableau 15. Principaux résultats obtenus par simulation RUMP et RBX.

A partir des résultats fournis par les deux simulations, on s'aperçoit que la dose des ions d'antimoine est supérieure à la valeur nominale (*i.e* $5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) et la valeur la plus proche à la valeur nominale est celle qui est calculé avec le logiciel RUMP. Concernant le parcours projeté R_p et la déviation standard ΔR_p , les valeurs trouvées et mentionnées dans le tableau 15, sont rapprochées.

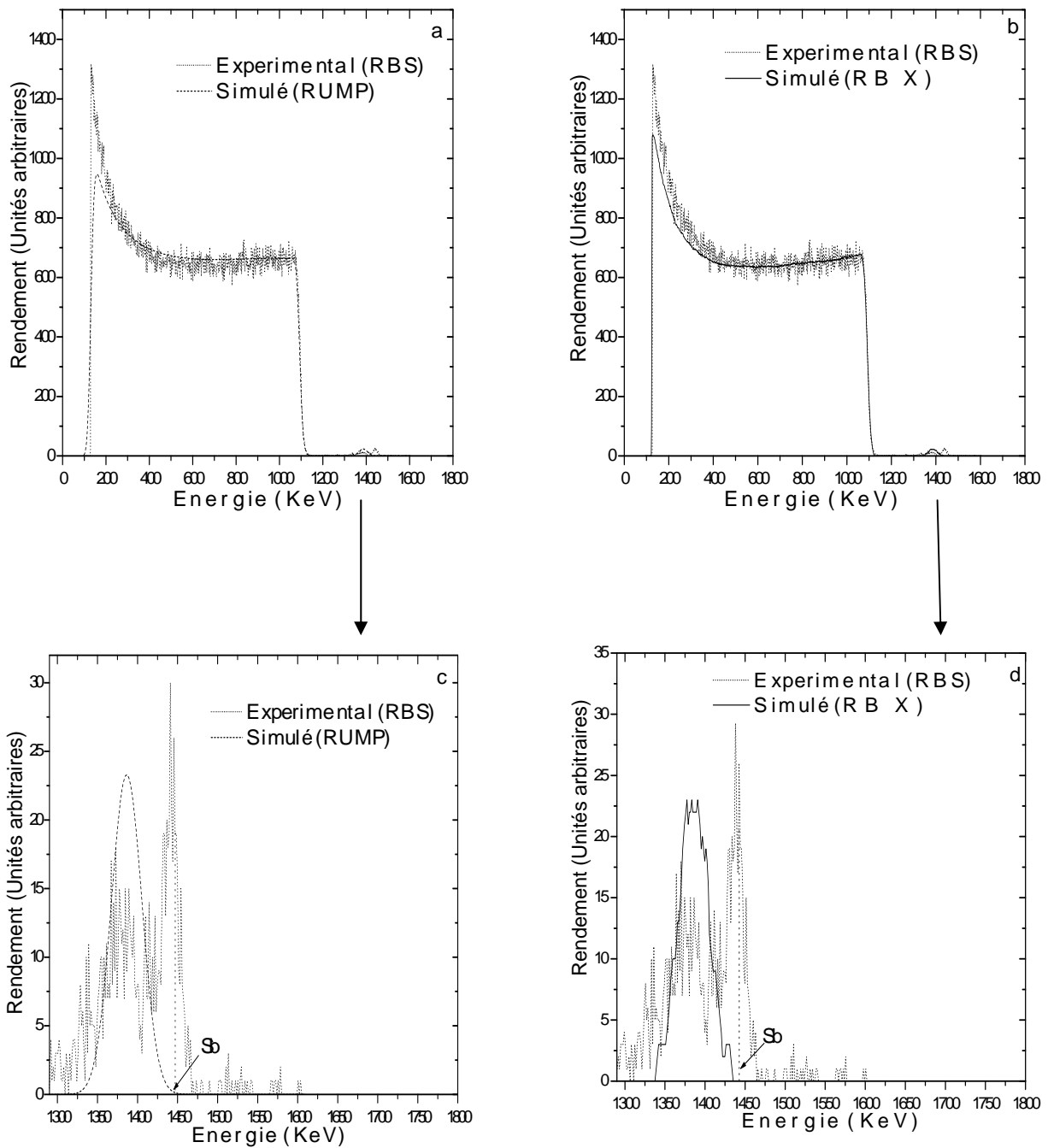


Figure 48. Spectres RBS, random, obtenus pour une orientation normale du détecteur, et correspondant à un échantillon Si (111) implanté à l’antimoine ($5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) recuit.

- a) superposition des spectres expérimental (...) et simulé par RUMP (----) ;
- b) superposition des spectres expérimental (...) et simulé par RBX (—) ;
- c) grossissement de la partie correspondant à la région du signal Sb de la figure 48 a) ;
- d) grossissement de la partie correspondant à la région du signal Sb de la figure 48 b).

3.1.2.2. Simulation des profils de concentrations des ions Sb^+

Les profils de concentration atomique de l'antimoine en profondeur des échantillons, déduits après la simulation par les deux codes RUMP et RBX, sont représentés sur la figure 49.

Sur la figure 49a, on se propose de superposer le profil calculé par RUMP(—) avec celui obtenu par le logiciel RBX (---). Les deux profils sont de forme gaussienne et présentent un maximum au voisinage de R_p . D'autre part, le profil de concentration obtenu par le code RBX présente une surface totale plus grande que l'aire sous le signal du profil de concentration obtenu par le code RUMP d'où la dose plus élevée mentionnée dans le tableau 15 (voir la relation 19).

D'après le profil calculé par le code RBX (Fig.49b), la concentration en surface commence par une valeur différente de zéro. Ceci s'explique par le phénomène de pulvérisation et l'approximation de Pearson dont nous avons discuté auparavant.

Le profil calculé à l'aide du logiciel RUMP est montré sur la figure 49c, auquel nous avons rajouté un fit de type gaussien (.....). On remarque qu'il y'a une très bonne superposition. Notons que, le profil calculé par le code RBX est le plus proche de la réalité (Chap.III, §6.3.2.2).

Les résultats des paramètres caractéristiques obtenus à partir des profils de concentration de la figure 49 sont représentés dans le tableau 16.

	R_p	ΔR_p	Concentration maximale
Profil d'impuretés calculé par RUMP	510 Å	152 Å	1.62×10^{20} atome/cm ³
Profil d'impuretés calculé par RBX	507 Å	156 Å	1.61×10^{20} atome/cm ³

Tableau 16. Principaux résultats obtenus à partir des profils de concentrations.

Les résultats ci-dessus sont en parfait accord avec ceux mentionnés au tableau 15.

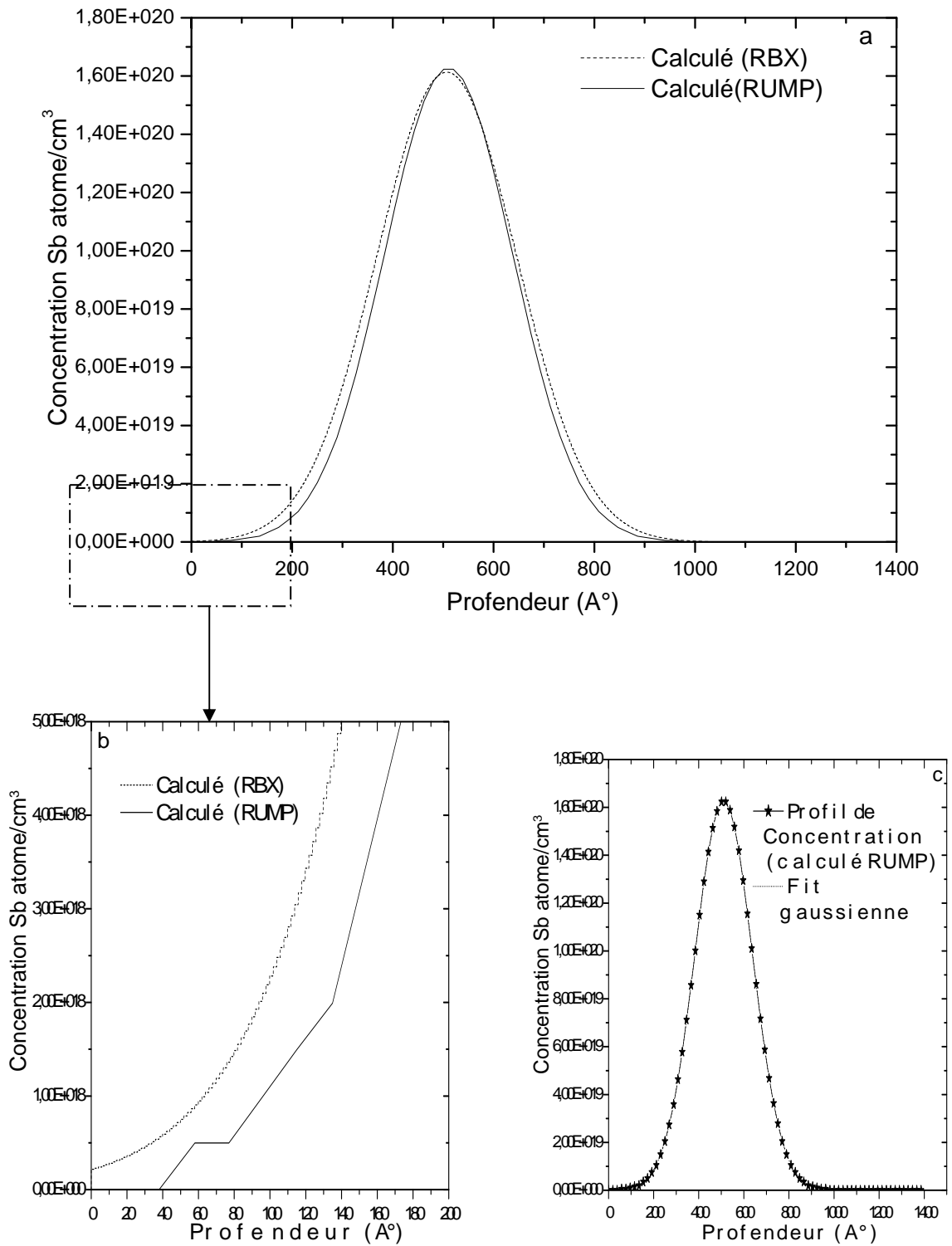


Figure 49. Profils de concentration atomiques : a) superposition des profils calculés par les codes RUMP et RBX ; b) grossissement de la zone encadrée en a) ; c) profil calculé à l'aide du logiciel RUMP avec un fit de type gaussien (.....).

3.1.2.3. Etude du comportement des ions Sb^+

D'après la simulation des spectres RBS en mode random, on s'aperçoit qu'une légère modification est obtenue à la suite du traitement thermique. En particulier, le parcours projeté R_P et la déviation standard ΔR_P (les valeurs obtenus par simulation et à partir des profils de concentration) ont légèrement diminué signifiant qu'une très faible diffusion de l'antimoine vers la surface a eu lieu.

On signale aussi, que l'antimoine est un élément exo-diffusant [81, 82] lors des traitements thermiques à haute température ce qui explique la légère diminution de la dose, et de la concentration maximale du dopant par rapport à celles obtenues avant RTP.

4. Résultats obtenus par la technique RBS en mode canalisé

4.1. Simulation RBX des spectres RBS enregistrés à partir des échantillons implantés et recuits

4.1.1. Cas de l'orientation normale du détecteur ($\varphi = 10^\circ$)

4.1.1.1. Évaluation de l'épaisseur de la couche endommagée du silicium

Sur la figure 50, on représente la superposition du spectre RBS expérimental (...) en mode canalisé avec le spectre simulé par le code RBX (—). Le spectre expérimental RBS est constitué de deux signaux dont le premier (situé à ~ 888.2 KeV) correspond au silicium et le second (situé à ~ 1378 keV) est relatif à l'antimoine.

Cette figure montre une très bonne superposition entre les deux spectres ce qui conduit à dire qu'une très bonne simulation a été effectuée. Les résultats de la simulation RBX et la méthode semi-empirique (concernant l'épaisseur de la couche endommagée du silicium) sont comme suit :

- Epaisseur de la couche endommagée du silicium 400 \AA (simulation par RBX) ;
- L'énergie moyenne à mi-hauteur du pic de surface = 19.73 KeV et qui traduit une épaisseur de silicium amorphe 395.23 \AA (méthode semi-empirique).

Les deux valeurs, sont similaires. Elles sont comparables à celle correspondant à l'échantillon vierge (*i.e.* (épaisseur = 110 \AA (simulation par RBX)); (épaisseur = 108.20 \AA (méthode semi-empirique))) signifiant qu'une très bonne guérison des dégâts d'irradiation a été obtenue

grâce au traitement RTP. D'autre part, le rendement du pic de surface décroît significativement par rapport à celui relatif à l'échantillon implanté et non recuit (spectre non reporté). Ceci témoigne de la restauration des défauts qui ont été induits par implantation ionique de Sb^+ dans les substrats du silicium.

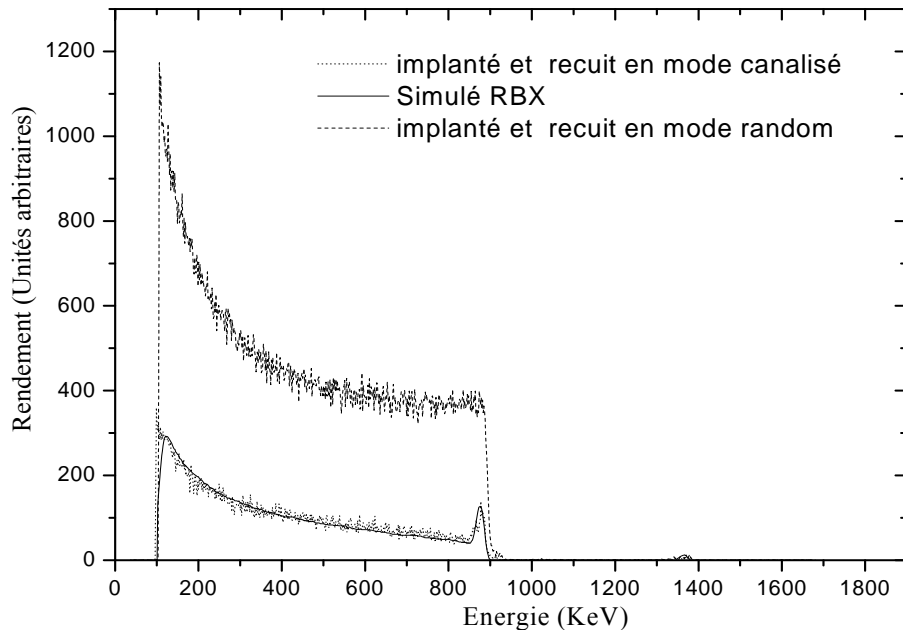


Figure 50. Superposition des spectres RBS des particules He^+ (1.57 MeV) relatifs à un échantillon Si (111) recuit: implanté à l'antimoine ($5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) en mode random (---); implanté à l'antimoine ($5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) en mode canalisé (....) et simulé par le programme RBX (—).

4.1.1.2. Etude du comportement des ions Sb^+

Le grossissement de la partie correspondant à la région du signal Sb de la figure 50, nous a permis d'étudier le comportement des ions Sb^+ . Pour ce faire, nous avons utilisé la technique RBS en modes random et canalisé simultanément. Sur la figure 51, on reporte les signaux de Sb correspondant à un échantillon implanté et recuit.

D'après cette figure, les signaux de Sb (random(---) et canalisé (.....)) relatifs aux échantillons recuit sont décalé vers les énergies les plus élevées (*i.e.* vers la surface libre des échantillons). Ceci suppose que le dopant antimoine diffuse préférentiellement vers la surface des spécimens (à cause de sa masse élevée et sa basse diffusivité dans Si [74, 83]). Cette

supposition est vraie parce que le parcours projeté R_p a légèrement diminué signifiant qu'une très faible diffusion de l'antimoine vers la surface a eu lieu dans les plaquettes de Si après le processus RTP.

D'autre part, l'aire sous le spectre canalisé (.....) relative à l'échantillon recuit constitue presque 64% de celle correspondant au même échantillon mais en mode random (---). Ceci signifie qu'environ 36% seulement d'ions de Sb sont probablement logés en substitution dans Si ou alors simplement cachés [37].

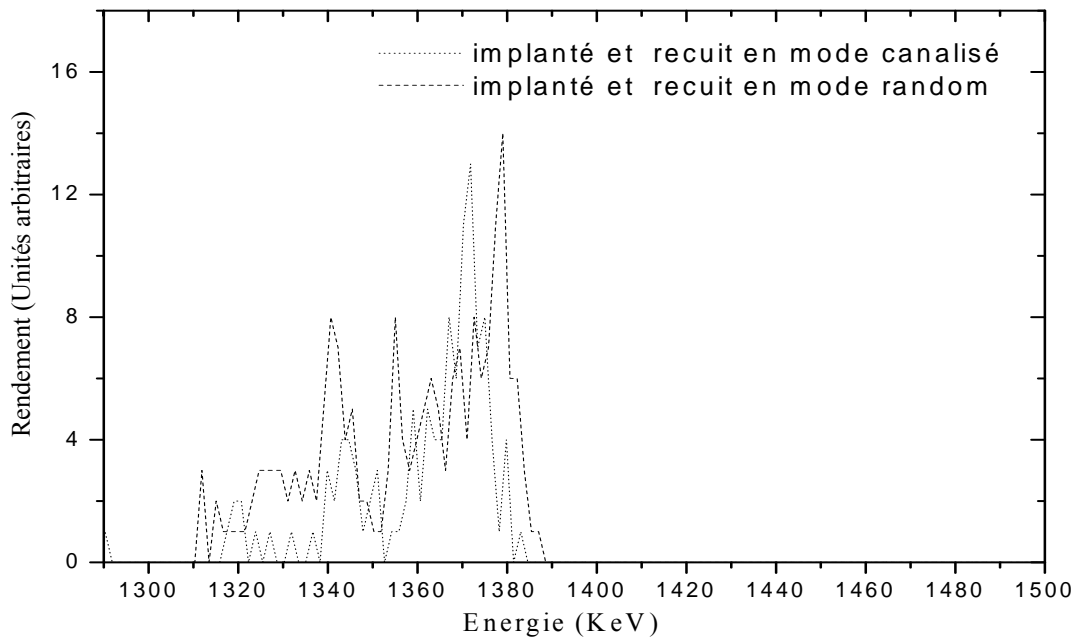


Figure 51. Spectres énergétiques RBS de particule He^+ (1.57 MeV) d'échantillons Si(111) recuits : implanté à l'antimoine ($5 \times 10^{14} Sb^+/cm^2$) en mode canalisé (.....) ; implanté à l'antimoine ($5 \times 10^{14} Sb^+/cm^2$) en mode random (---).

4.1.1.3. Profils de défauts

La densité de défauts produits est maximale quand la perte d'énergie nucléaire est également 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 [84].

Le profil de défauts est calculé à l'aide du code RBX à partir du pic de défauts du spectre aligné de l'échantillon implanté. Sur la figure 52, on représente le profil de défauts qui

correspond à un échantillon implanté et recuit (—). On a inclus le profil de défauts correspondant au même échantillon mais avant recuit (—) pour des raisons de comparaison. Les deux profils de distribution obtenus peuvent être décrits par une distribution gaussienne. Dans le cas de l'échantillon non recuit, le profil de défauts est centré à une profondeur moyenne R_D de 420 Å en dessous de la surface avec une concentration de défauts égale à 2.75×10^{22} (Si/cm^3). Cependant, dans le cas de l'échantillon recuit, la profondeur moyenne R_D trouvée est de 359.63 Å en dessous de la surface et une concentration de 1.02×10^{22} (Si/cm^3). Notons que le parcours projeté R_D est plus faible que celui relatif au parcours projeté R_P des ions.

On note une diminution importante dans la hauteur du pic de défauts. Cette diminution est due à la guérison des défauts d'implantation lors du recuit thermique ce qui explique la diminution de l'épaisseur de la couche endommagée du silicium après le processus RTP. De même on remarque le déplacement du maximum des profils vers la surface libre ce qui reflète le déplacement de l'interface a/c (amorphe/cristal) vers la surface pendant le traitement thermique (recroissance epitaxiale) [63].

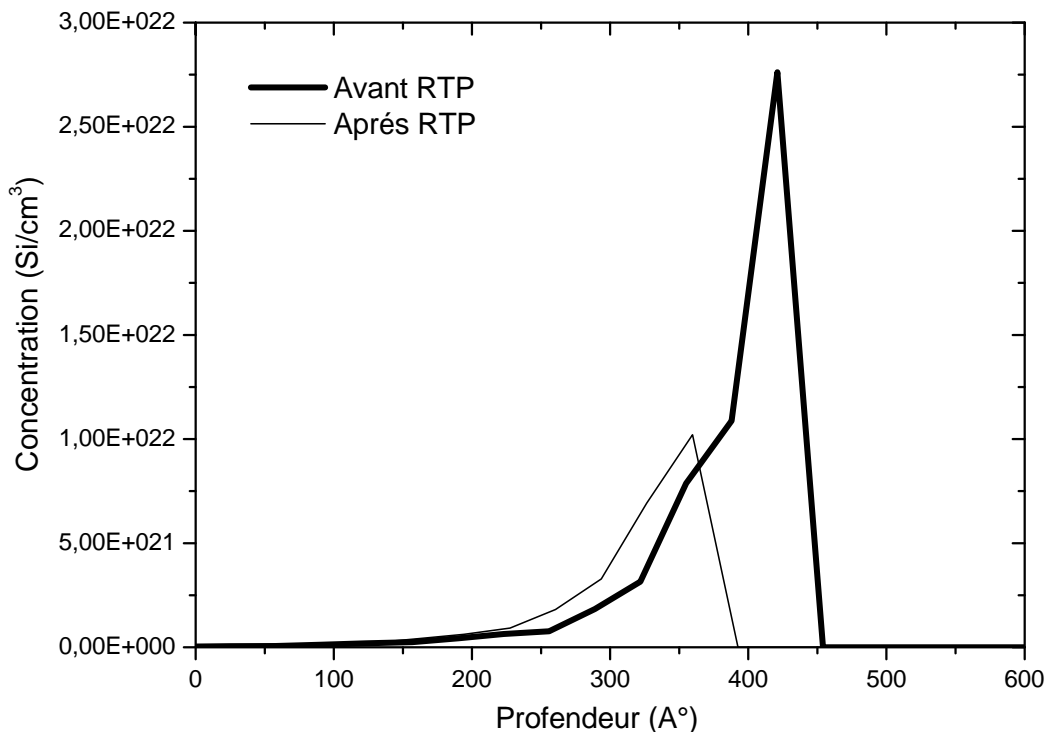


Figure 52. Profils de défauts calculés à partir du logiciel RBX. Comparaison entre les deux profils de défauts obtenus avant et après le traitement RTP.

4.1.2. Cas de l'orientation rasante du détecteur ($\varphi = 75^\circ$)

4.1.2.1. Évaluation de l'épaisseur de la couche endommagée du silicium

Sur la figure 53, on représente la superposition du spectre RBS expérimental (.....) en mode canalisé avec le spectre simulé par le code RBX (—). Le spectre expérimental RBS est constitué de deux signaux dont le premier (situé à ~ 1094 KeV) correspond au silicium et le second (situé à ~ 1445 keV) est relatif à l'antimoine.

Cette figure montre clairement une très bonne coïncidence entre les deux spectres (expérimental et simulé). Cette superposition montre qu'une simulation satisfaisante a été obtenue.

Les résultats de la simulation RBX et de la méthode semi-empirique (concernant l'épaisseur de la couche endommagée du silicium) sont comme suit :

- Epaisseur de la couche du silicium endommagé 470 \AA (simulation par RBX) ;
- L'énergie moyenne à mi-hauteur du pic de surface = 60.73 KeV et qui traduit une épaisseur de silicium amorphe 469.26 \AA (méthode semi-empirique).

Les deux valeurs, sont semblables. Elles sont comparables à celle correspondant à l'échantillon vierge (*i.e.* (épaisseur = 90 \AA (simulation par RBX)); (épaisseur = 104.32 \AA (méthode semi-empirique))). Ceci signifie qu'une bonne guérison des défauts d'irradiation a été obtenue suite au processus RTP. D'autre part, il est clair que le rendement du signal de Si relatif au mode random (---) est très élevé par rapport à celui du mode canalisé (.....). Ceci confirme encore la bonne guérison des défauts d'irradiation créés dans les couches superficielles des spécimens.

En plus, on signale que la valeur obtenue pour l'orientation normale du détecteur est du même ordre de grandeur que celle trouvée pour l'orientation rasante. Notons enfin que le détecteur orienté selon la géométrie rasante est mieux adapté, pour l'étude des surfaces, que le détecteur monté selon l'orientation normale.

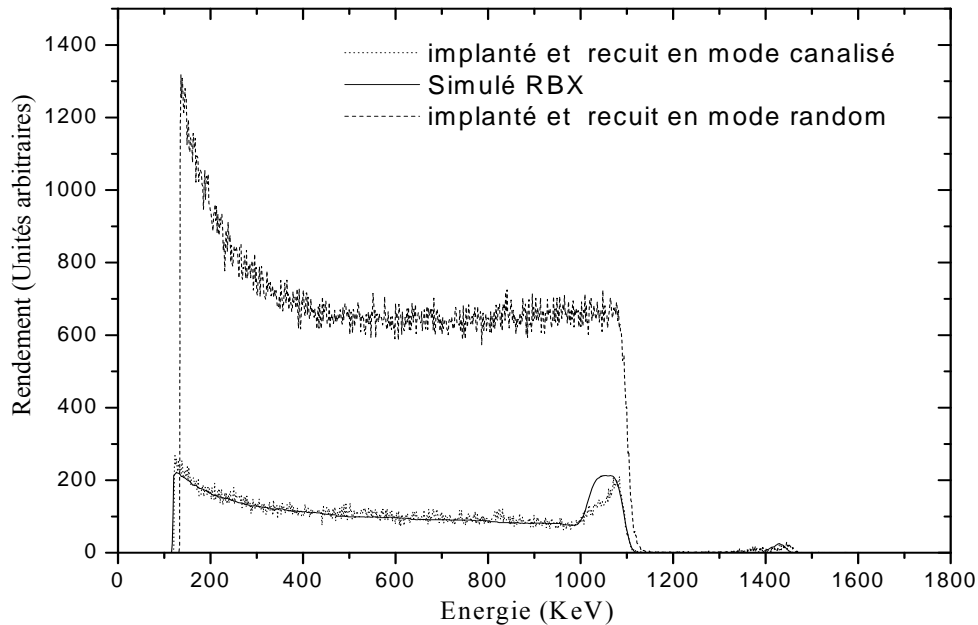


Figure 53. Superposition des spectres RBS des particules He^+ (1.57 MeV) relatifs à un échantillon Si (111) recuit: implanté à l'antimoine ($5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) en mode random (---); implanté à l'antimoine ($5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$) en mode canalisé (....) et simulé par le programme RBX (—).

4.1.2.2. Etude du comportement des ions Sb^+

Le grossissement de la partie correspondant à la région du signal Sb de la figure 53, nous a permis d'étudier le comportement des ions Sb^+ . Pour ce faire, nous avons utilisé la technique RBS en modes random et canalisé simultanément. Sur la figure 54 on reporte les signaux de Sb correspondant à un échantillon implanté et recuit.

D'après cette figure, les signaux de Sb (random(---) et canalisé (.....)) relatifs aux échantillons recuit sont décalé vers les énergies les plus élevées (*i.e.* vers la surface libre des échantillons). Ceci suppose que le dopant antimoine diffuse préférentiellement vers la surface (à cause de sa masse élevée et sa basse diffusivité dans Si [74, 83]). Cette supposition est vraie parce que le parcours projeté R_p a légèrement diminué signifiant qu'une très faible diffusion de l'antimoine vers la surface a eu lieu dans les plaquettes de Si après le processus RTP.

En comparant les surfaces au dessous de spectres random (---) et canalisé (.....), on s'aperçoit que la deuxième constitue environ 56% de la première. Ceci indique, qu'approximativement

44% des ions Sb^+ sont probablement redistribués en sites substitutionnels ou alors dans les rangées atomiques formant les canaux de Si (*i.e.* cachés) [37].

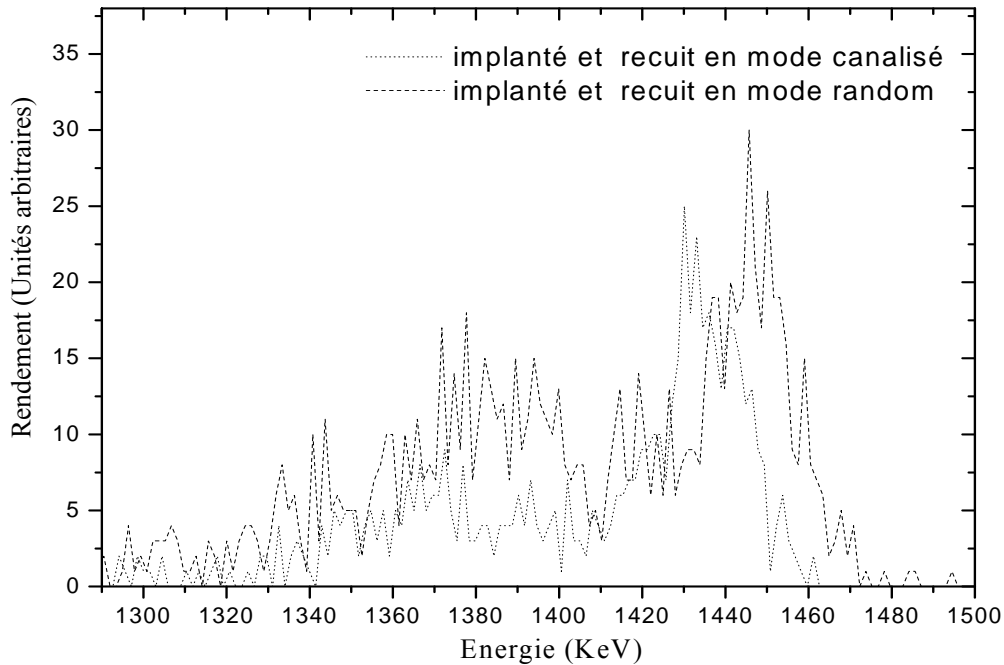


Figure 54. Spectres énergétiques RBS de particule He^+ (1.57 MeV) d'échantillons Si(111) recuits : implanté à l'antimoine ($5 \times 10^{14} Sb^+/cm^2$) en mode canalisé (.....) ; implanté à l'antimoine ($5 \times 10^{14} Sb^+/cm^2$) en mode random (---).

4.1.2.3. Profils de défauts

Sur la figure 55, on représente deux profils de défauts correspondant aux échantillons implanté mais non recuit (—) et implanté et recuit (—).

On peut assimiler les distributions obtenues par des lois gaussiennes centrées à une profondeur R_D . Dans le cas de l'échantillon non recuit, le profil de défauts est centré à une profondeur moyenne $R_D \cong 272 \text{ \AA}$ (en dessous de la surface) avec une concentration maximale de $4.75 \times 10^{22} (Si/cm^3)$. Concernant le cas de l'échantillon recuit, le profil possède également une distribution presque gaussienne centrée à $R_D \cong 229 \text{ \AA}$ en dessous de la surface et ayant une concentration de $2.01 \times 10^{22} (Si/cm^3)$.

On note une diminution importante dans la hauteur du pic de défauts après le recuit RTP. Cette diminution est due à la guérison des défauts d'implantation lors du recuit thermique.

De même on remarque le déplacement du maximum des profils vers la surface libre ce qui reflète le déplacement de l'interface a/c (amorphe/cristal) vers la surface pendant le traitement thermique (recroissance epitaxiale) [63].

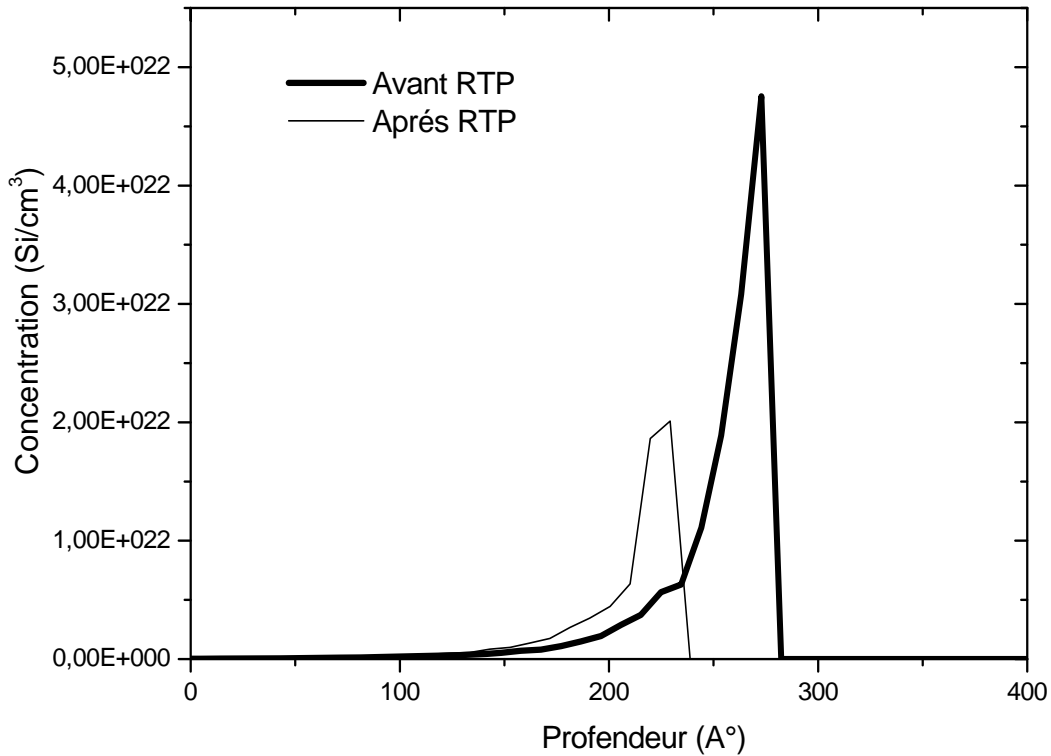


Figure 55. Profils de défauts calculés à partir du logiciel RBX. Comparaison entre les deux profils de défauts obtenus avant et après le traitement RTP.

D'après cette étude, on a indiqué l'augmentation de différentes épaisseurs trouvées (la couche de silicium traité, le parcours projeté R_p et la déviation standard ΔR_p , et la profondeur moyenne R_D) parce que dans la géométrie en incidence normale, les ions He^+ pénètrent plus profondément dans les échantillons que dans la géométrie en incidence rasante. Cette dernière donne les meilleurs profils de défauts parce qu'ils sont localisés en surface.

5. Conclusion partielle

La caractérisation expérimentale par analyse RBS selon deux géométries de détecteur en modes random et canalisé des échantillons implantés et recuits par RTP nous a permis d'obtenir plusieurs résultats intéressants :

Une bonne guérison des défauts d'implantation a été obtenue grâce au processus RTP (1000°C, 1min) sous azote. En plus, la technique a révélée le déplacement de l'interface a/c (amorphe/cristal) vers la surface pendant le traitement thermique. En particulier, nous avons confirmé que l'antimoine est un élément peu diffusant dans le silicium. Concernant les deux géométries, on doit noter que la géométrie normale donne des informations précises sur la profondeur des échantillons, tandis que la géométrie rasante donne de meilleures informations concernant la surface.

Sur le tableau 17, on résume les principaux résultats obtenus par simulation RUMP et RBX des spectres RBS enregistrés selon les deux géométries.

<i>Orientation normale ($\varphi = 10^\circ$) en mode Random</i>			
	R_p	ΔR_p	<i>Dose de Sb</i>
<i>Simulation par RUMP</i>	580 Å	160 Å	$6 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$
<i>Simulation par RBX</i>	560 Å	150 Å	$6.4 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$
<i>Orientation rasante ($\varphi = 75^\circ$) en mode Random</i>			
<i>Simulation par RUMP</i>	520 Å	150 Å	$5.2 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$
<i>Simulation par RBX</i>	510 Å	140 Å	$5.57 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$
<i>Orientation normale ($\varphi = 10^\circ$) en mode canalisé</i>			
<i>Conditions expérimentales</i>	$\Delta E \text{ (KeV)}$	$\Delta x_{Si} \text{ (Å)}$	$\Delta x_{Si} \text{ (Å)} \text{ par RBX}$
<i>Spécimen implanté et recuit</i>	19.73	395.23	400
<i>Orientation rasante ($\varphi = 75^\circ$) en mode canalisé</i>			
<i>Spécimen implanté et recuit</i>	60.73	469.26	470

Tableau17. Résumé des principaux résultats obtenus pour chacune des deux géométries.

Conclusion générale

Conclusion générale

Le travail présenté a porté sur l'étude de l'implantation ionique, de Sb^+ dans Si, par la spectroscopie de rétrodiffusion Rutherford (RBS) en modes random et canalisé. La technique RBS a été effectuée en utilisant deux détecteurs orientés selon deux géométries différentes par rapport à la surface des spécimens. L'investigation a été réalisée par la simulation des spectres expérimentaux obtenus.

Le travail expérimental nous a permis de faire une caractérisation structurale des échantillons. Les spécimens ont été obtenus par implantation ionique des ions Sb^+ ($5 \times 10^{14} \text{ Sb}^+/\text{cm}^2$, 120 keV) dans des substrats de silicium monocristallin d'orientation $\langle 111 \rangle$. Un traitement thermique a été effectué (1000°C, 60 s, sous atmosphère d'azote) pour guérir les dégâts d'irradiation, induits par l'implantation ionique, et activer électriquement le dopant.

La simulation des spectres expérimentaux (RBS) a été faite par les logiciels RUMP et RBX. Grâce ces programmes, nous avons pu estimer expérimentalement les différents paramètres caractérisant l'implantation ionique. Les résultats obtenus (le parcours projeté R_p , la déviation standard ΔR_p , etc.) ont été en accord avec les prédictions faites par le simulateur SRIM 2006 et la méthode semi-empirique. En plus, les deux codes nous ont permis de déduire les profils de concentration des dopants. D'autre part, la simulation des spectres expérimentaux (RBS) en mode canalisé a été réalisée par le logiciel RBX. Ce code nous a permis d'estimer l'épaisseur de la couche endommagée du silicium et de reconstruire les profils des défauts d'irradiation.

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

Les résultats obtenus confirment la fiabilité et la précision de la technique RBS dans la caractérisation des couches implantées et aussi pour la détermination des paramètres d'implantation. Aussi, il faut préciser que les codes RUMP et RBX avaient une grande utilité pour le dépouillement des spectres RBS expérimentaux.

Concernant les orientations des deux détecteurs, nous avons trouvé que la géométrie en incidence normale (10°) donnait des informations utiles sur la profondeur des spécimens. Tandis que la géométrie en incidence rasante (75°), elle fournissait des informations importantes concernant la surface des échantillons. Donc, le choix entre les deux orientations des détecteurs, dépend de l'expérimentateur, c'est-à-dire du type d'informations qu'il veut

obtenir sur le spécimen. Notons enfin, que les résultats obtenus étaient en accord avec la littérature.

En perspectives, il est intéressant de poursuivre cette étude en mettant en œuvre d'autres simulateurs (tels que SIMNRA et DEPTH) qui prennent en considération d'autres paramètres tels que l'orientation cristallographique de la cible.

Sur le plan expérimental, plusieurs paramètres pourront être modifiés comme l'énergie, la dose, le type d'élément implanté ainsi que le type de substrat. Donc, notre travail reflète l'initiation d'une étude qui pourra être mieux développée dans un proche avenir.

Annexe I

*Caractéristiques physico-
chimiques des éléments
mis en jeu dans l'élaboration
des échantillons (Si et Sb)*

Les éléments étudiés dans le cadre de ce mémoire sont le silicium et l'antimoine. Le premier est utilisé sous forme de substrat alors que le second est impliqué comme dopant. Les différentes propriétés physico-chimiques de ces deux éléments sont illustrées dans le tableau 18 [85- 87].

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

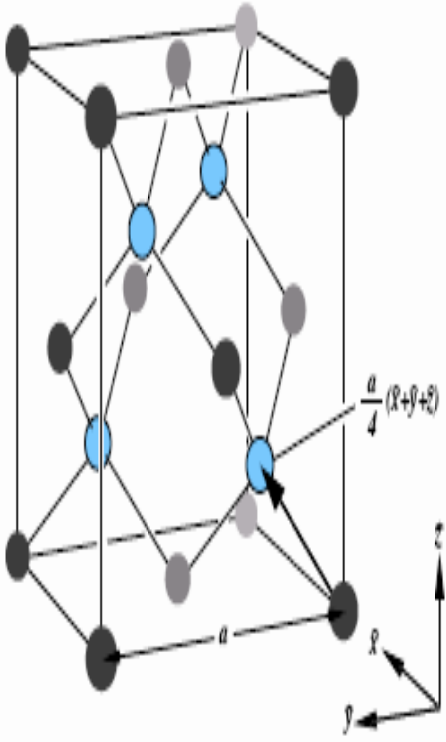
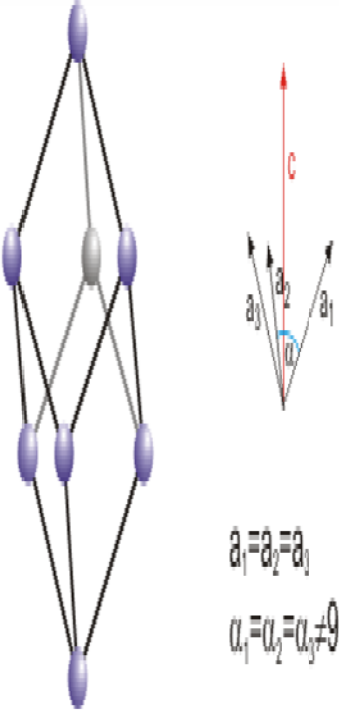
Propriétés	Éléments	
Conditions sur les axes et les angles des mailles conventionnelles	Si	Sb
	$a=b=c$ $\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$ 	$a=b=c$ $\alpha=\beta=\gamma < 120^\circ, \neq 90^\circ$  $a_1=a_2=a_3$ $\alpha_1=\alpha_2=\alpha_3 \neq 90^\circ$

Tableau 18. Propriétés physico-chimiques des éléments Si et Sb.

Annexe II

*Le programme (SRIM) et les
codes de la simulation des
spectres RBS*

1. Le programme SRIM

La simulation numérique est un outil permettant l'étude et la prédiction des phénomènes réels. Elle permet de simuler, par exemple, un phénomène physique complexe en utilisant un programme informatique sur un ordinateur. Il existe aujourd'hui plusieurs codes de calcul (basés sur le principe de la méthode stochastique dite de "Monté Carlo") dédiés à la simulation du phénomène de transport des ions dans la matière.

Dans le cadre de notre travail, nous avons utilisé le programme SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) pour prévoir les phénomènes physiques de base ayant lieu lors de l'interaction des ions Sb^+ avec la cible Si. En particulier, nous nous sommes servi de ce code pour estimer deux grandeurs physiques essentielles qui sont le parcours projeté (R_p) et la déviation standard (ΔR_p) des ions Sb^+ dans la cible de silicium.

Ce programme est basé sur le code TRIM (Transport of Ions in Matter). Il fonctionne sous Windows et il est considéré comme étant une évolution du TRIM qui s'exécute sous DOS. Le principe de ce logiciel (SRIM) consiste à simuler, par les méthodes de Monté Carlo, chaque événement survenant au cours d'une cascade de collisions. Ici, le terme événement traduit le choc entre deux particules où l'une est en mouvement alors que l'autre est au repos [61, 88, 89].

2. Les codes de la simulation des spectres RBS

Les techniques d'analyse par faisceau d'ions, désignées fréquemment par le sigle anglo-saxon IBA (Ion Beam Analysis), fournissent des spectres qui sont le plus souvent difficiles à quantifier. Pour remédier à ce problème, les chercheurs ont mis en œuvre différents programmes de simulation. Les codes les plus réputés sont sponsorisés par l'Agence internationale de l'énergie atomique [90] (International Atomic Energy Agency, IAEA).

Ils sont désignés par: GISA, RUMP, RBX, DEPTH, DataFurnace (NDF), SIMNRA et MCERD. Le but principal de ces logiciels est de déterminer les profils élémentaires (en profondeur) à partir des spectres des particules diffusantes. On note que les trois premiers codes sont de la première génération ; initialement conçus pour faire des simulations efficaces et précises des spectres simples de RBS où les diffusions multiples ne sont pas significatives [91].

***GISA** [92, 93]: En 1992, Saarilahti et Eero Rauhala ont édité un programme informatique (GISA) destiné à l'analyse des données de rétrodiffusion d'ions. Dans ce programme on inclut une base de données des sections efficaces de diffusion non-Rutherford pour les particules ^1H et ^4He et pour plusieurs éléments légers. En 1997 un nouvel algorithme d'optimisation combinatoire basé sur « le recuit simulé » a été publié et appliqué à l'analyse des données de rétrodiffusion de Rutherford.

***RBX** [94, 95]: Le code RBX a été développé par Endre Kótai en 1985 pour l'analyse et la synthèse des spectres : ERDA (Elastic Recoil Detection Analysis), NRA (Nuclear Reaction Analysis), RBS (Rutherford Backscattering Spectrometry) et RBS/C (Rutherford Backscattering Spectrometry with Channeling). Ce programme calcule la distribution en profondeur des éléments sélectionnés et la distribution des défauts cristallins dans les monocristaux. On note que ce logiciel prend en compte les géométries IBM et CORNELL. Ce code 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.

***RUMP** (Rutherford Universal Manipulation Program) [96, 97]: ce code a été développé à l'université Cornell (New York) par Mike Thompson.

Dans le cas des spectres complexes, on utilise des méthodes arithmétiques permettant d'établir un spectre théorique coïncidant avec le spectre expérimental et, par conséquent correspondant aux constituants de l'échantillon. Pour déterminer le spectre théorique, on utilise l'algorithme de simulation inclus dans le programme «RUMP» dont la formalisme est fondé sur le concept de section efficace d'arrêt.

Cet algorithme se base sur les critères suivants :



- l'échantillon est constitué de plusieurs couches, dont chacune se subdivise en un nombre appréciable de sous-couches, de composition constante, qui présentent une fonction de perte d'énergie bien définie.

- le facteur cinématique (K), la section efficace de diffusion $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ et le facteur de perte d'énergie permettent de connaître l'intervalle énergétique dans lequel se trouve la crête de l'élément. On peut alors introduire plusieurs impuretés avec différentes distributions.

Le spectre simulé s'obtient par superposition des contributions de chaque élément dans chaque sous-couche. La qualité de la simulation dépend principalement de l'évaluation de la perte d'énergie dans une sous-couche et de l'interpolation finale du spectre. La perte d'énergie est calculée par un développement de Taylor limité au troisième ordre, en appliquant la loi de Bragg d'additivité des sections efficaces de freinage pour un milieu composé.

Le spectre final est obtenu par superposition des différentes contributions. Ainsi des informations importantes peuvent être obtenus sur le spécimen telle que : la stœchiométrie, l'épaisseur et la distribution des impuretés.

Notons que le RUMP est valide pour l'ensemble des résultats RBS obtenus en mode random.

* **DEPTH** [98, 99]: Szilágyi et Pászti ont développé un code-PC (DEPTH), qui tient compte de : effets de l'énergie et de la dispersion nucléaire du faisceau, la dispersion géométrique provoquée par un faisceau à spot fini et par un angle solide du détecteur, le straggling et la dispersion multiple dans l'échantillon et les effets des feuillets absorbants. DEPTH n'est pas réellement conçu comme un calculateur de spectres. Il est plutôt adapté au calcul de la dispersion d'énergie (Résolution en profondeur et calculs des sections efficaces), et pas pour la simulation des spectres d'énergies.

* **SIMNRA et NDF** [100 - 105]: SIMNRA a été développé par Matej Mayer et NDF par Nuno Barradas. NDF et SIMNRA sont de nouvelles générations de codes qui sont conçus pour traiter tous les cas particuliers avec la meilleure exactitude possible. Le code NDF dépend de DEPTH pour les calculs de la dispersion en énergie. Bien qu'ils soient développés indépendamment, il faut signaler que les résultats NDF et SIMNRA sont presque identiques (les grandes différences sont habituellement expliquées en termes de traitements des algorithmes). La simulation SIMNRA des spectres RBS se base sur la dispersion Non-Rutherford (profiles en profondeur-NDF).

MCERD [106, 107]: MCERD a été développé par Kai Arstila. Ce logiciel est conçu spécifiquement pour ERD (Elastic Recoil Detection) où l'hypothèse de la simple dispersion est habituellement une pauvre approximation : c'est un code de Monté Carlo (MC) qui utilise l'approximation de collisions binaires qui tient compte des collisions multiples entre les ions incidents et les atomes de la cible. Alors que tous les autres codes utilisent des versions de simulation standard décrite par Ziegler et *al.* pour lesquelles les trajectoires des ions sont approximées par des lignes droites et uniquement les dispersions singulières sont prises en compte. MCERD, bien qu'il soit un code de MC, il emploie un algorithme très efficace qui consacre un temps de calcul raisonnable.

Dans le tableau 19, on fournit plus de détails concernant ces codes de simulation.

Programme d'analyse	Logiciels d'exploitation
DEPTH (1994)	DOS (ou émulateurs), Windows
GISA (1992)	DOS (ou émulateurs)
MCERD	Linux, UNIX
NDF: DataFurnace (1997)	Windows, UNIX
RBX (1985)	Windows
RUMP (1983)	Windows, Linux, UNIX, OS2
SIMNRA (1996)	Windows

Tableau 19. Informations générales sur les différents codes [108].

Références

- [1] G. Tempel, N. Schwarz, F. Muller, F. Koch, H.P. Zeindl, I. Eisele, Thin Solid Films, 174, (1990) 171.
- [2] http://gmv.spm.univ-rennes1.fr/fr/index_chap6.htm
- [3] http://extraerg.enserg.fr/fr/form/m8/cours_td Annales/montes/mems/Cours/Diffusion_implantation_LM.pdf
- [4] J.P. Rivier, "Implantation ionique et les dépôts assistés par faisceau d'ions", Ed. Hermes (2001).
- [5] http://www.scei-concours.fr/tipe/sujet_2002/si_psi_2002.pdf
- [6] <http://www.univ-valenciennes.fr/stimat/pdf/09-2003piii.pdf>
- [7] R. Legros, "Physique des Semi-conducteurs"; Technologie-diodes, Tome 1, Editions Eyrolles, (1974).
- [8] A. Bensaada, "Technologie des Semi-conducteurs", Office des Publications Universitaires, Alger, (1994).
- [9] <http://personal.cityu.edu.hk/~appkchu/AP4120/9.PDF>
- [10] <http://www.materiatech-carma.net/html/pdf/clubmat19%20ion%20beam%20services.pdf>
- [11] http://www.cemes.fr/Ecoles_Doctorales/site_web-ed_2008/cours/Cours_Lithographie_7.pdf
- [12] <http://users.ece.gatech.edu/~alan/ECE6450/Lectures/ECE6450L5- Ion%20Implantation.pdf>.
- [13] M.D. Giles, "Ion Implantation in VLSI technology", New York, McGraw-Hill: (1988), pp.327-374.
- [14] L. Ottaviani, "Réalisation de jonction p-n dans le carbure de silicium par implantation ionique d'aluminium", Thèse de Doctorat, Strasbourg (France) (1999).
- [15] Lindhard, Scharff, Schiott, Range Concepts and Heavy Ion Ranges, Mat. Fys. Medd., 33, (1963).
- [16] M. Nastasi, J. W. Mauer, J. K. Huvonen. Ion-Solid Interaction : "Fundamentals and Application", University Press Cambridge, (1995).
- [17] N. Bohr, Kgl. Danske Videnskab. Mat-Fys. Medd., 18 (8), (1948).
- [18] G. Dearnaley, J. H. Freeman, R. S. Nelson and J. Stephen, Ion Implantation, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, (1973).
- [19] O. B. Firsov, "A qualitative Interpretation of the Mean Electron Excitation Energy in Atomic Collision", Soviet Physics, 1959, Vol.36, n°5, pp.1076-1080.
- [20] J. Lindhard, "Slowing-Down of Ions", Proc. Royal Society of London, 1969, Vol.311, pp.11-19.
- [21] J. Lindhard, M. Scharff, "Energy dissipation by ions in the KeV Region", Physical Review, 1961, Vol.24, n°1, pp.128-130.
- [22] J. Stark, Phys. Z, 13, (a), (1912), p. 973.
- [23] S. Wolf, R.N. Tauber, "Laser Microfabrication", edited by Lattice Press, (1986).

- [24] H. Ryssel, K. Habberger, K. Hoffmann, G. Prinke, R. Duemcke, A. Sachs , IEEE Trans Electron Dev 1980; ED-27(8) ; pp. 1484 – 1492.
- [25] F. Jahnel, H. Ryssel, G. Prinke, K. Hoffmann, K. Mueller, J. Biersack, et al. Nucl Instrum Meth 1981; 182–183 (1) ; pp. 223 – 229.
- [26] M. Simard-Normandin, C. Slaby, J. Electrochem, Soc 1985; 132: 2218 – 2224.
- [27] I. Csepregi, E.F. Kennedy, J.W. Mayer, J. Appl. Phys., (1978), Vol. 49, pp. 3906-3915.
- [28] F.H. Eisen, H.C Chadon, First international conference on Ion implantation, New York: Gordon and Breach, (1971), p. 464.
- [29] Ya.V. Fattakhov , M.F. Galyautdinov, T.N. L'vova, M.V. Zakharov, I.B. Khaibullin, Nucl Instrum and Methods B 257 (2007) 222–226.
- [30] http://www.eaglabs.com/training/tutorials/rbs_theory_tutorial/index.php
- [31] http://en.wikipedia.org/wiki/Rutherford_backscattering_spectrometry
- [32] <http://www.ipnl.in2p3.fr/ace/techniques/rbs.html>
- [33] L.C. Feldman, J.W. Mayer, Fundamentals of Surface and Thin Film Analysis, North-Holland, Amsterdam, 1986.
- [34] P. Lévêque, "Caractérisation des matériaux et composants" Cours Master 2 MNE (micro et nano-électronique : composants et systèmes) CNRS-INESS. Université Louis Pasteur UFR Sciences Physiques.
- [35] <http://www2.ulg.ac.be/ipne/data/strithese/chap2.pdf>
- [36] <http://www.ac-grenoble.fr/webcurie/pedagogie/physique/taapublic/aglae/aglae.htm>
- [37] W. K. Chu, J. W. Mayer and M. A. Nicolet, Backscattering spectroscopy, Academic Press, New york, (1978).
- [38] W.A.Grant in "Methods of surface analysis", ed. J.M.Walls, VG. Ionex, UK, Cambridge University, p. 299, (1989).
- [39] International Atomic Energy Agency (IAEA), Physics Section, " Instrumentation for PIXE and RBS", Vienna, Austria, (2000).
- [40] M. Mayer, Max-Planck, " Workshop on Nuclear Data for Science and Technologie : Materials Analysis-RBS Rutherford Backscattering Spectrometry", Institut für Plasmaphysik , EURATOM Association, 85748 Garching, Germany, (2003).
- [41] http://www.eaglabs.com/training/tutorials/rbs_instrumentation_tutorial/index.php
- [42] http://www.c2rmf.fr/pages/page_id18337_u112.htm
- [43] N. E. Christensen, Phys. Rev. B42, 7148 (1990).

- [44] S. Agouram, "Caractérisation de Couches Minces d'Oxynitrides de Chrome Produites par Pulvérisation Cathodique Réactive en Présence d'Air : Influence de Pression de Vapeur d'Eau Contenue dans le Plasma", Thèse de Doctorat, Univ., Notre-Dame de la paix, Namur, (2003).
- [45] N. Bohr. *Phil. Mag.*, 30, (1915), p. 581. Cité dans la référence [63].
- [46] R. Labbani, "Contribution à l'étude de l'interaction du silicium avec les éléments : Cr, P, Sb, et O ", Thèse de Doctorat, Université de Constantine (2003).
- [47] <http://www.genplot.org>
- [48] M.J. Goff, " RUMP User's Guide", (1986).
- [49] E. Kotai, " RBX for Windows NT " , SKY-SOFT LTD, (1997 – 2008).
- [50] <http://www.mapr.ucl.ac.be/cours/chami2.pdf>
- [51] J. Stark, *Z.Phys.*; 13, (1912) p.973. Cité dans la référence [63].
- [52] O.S. Oen, M.T. Robinson, *Appl. Phys. Lett.* ; 2, 4 (1963) 83.
- [53] "Channeling Theory Observation And Application", Ed. D.V .Morgan and Waley, London (1973).
- [54] D. S. Gemmel, *Rev. Mod. Phys.* 46, 129 (1973).
- [55] S. T. Picraux, "New uses of ion accelerators", E. D. Ziegler, Plenum Press, New York (1975) .
- [56] <http://www.research.philips.com/technologies/projects/matanalysis/downloads/rutherford.pdf>
- [57] C. Richard Brundle, Charles A. Evans, Jr. Sbaun Wihon, " Encyclopedia of Materials Characterization", Boston London, (1992).
- [58] E. Bøgh, *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967) 61.
- [59] J.W. Mayer and E. Rimini, "Ion Beam Handbook for Materials Analysis", Academic Press (1977).
- [60] D. Nobili, R. Angelucci, A. Armigliato, E. Landi, S. Solmi, *J. Electrochem. Soc.*, 136, (1989), p. 1142.
- [61] <http://www.srim.org>
- [62] M.B. Lazar, "Etude du Dopage par Implantation Ionique d'Aluminium dans le Carbure de Silicium pour la Réalisation de Composants de Puissance", Thèse de Doctorat, Lyon, (2002).
- [63] R. Chemam ; "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).
- [64] H.Y. Chan, M.P. Srinivasan, F. Benistant , H.M. Jin , L. Chan. *Solid-State Electronics*. 49 (2005) 1241–1247
- [65] J.B. Sanders, *Can.jour.phys.*, 46 (1968) 445.

- [66] J.F. Gibbons, W.S. Jhonson and S.W. Mylroie, "Projected Range Statistics-Semiconductor and related materials", 2nd Ed. Halstead, New York (1975).
- [67] M.G. Kendall and A. Stuart, "The Advanced Theory of Statistics" Vol.1, Charles Griffin 4 Comp. London (1963).
- [68] W.K. Hofker, H.W. Werner, D.P. Ooesthoek, and N.J. Koeman, "Boron implantations in silicon: a comparison of charge carrier and boron concentration profiles", *J. Appl. Physics*, Vol. 4, 1974.
- [69] J.S. Williams and J.M. Poate, *Ion Implantation and Beam Processing* (Academic Press, New York), (1984).
- [70] N.S. Bennett, H.H. Radamson, C.S. Beer, A.J. Smith, R.M. Gwilliam, N.E.B. Cowern, B.J. Sealy. *Thin Solid Films*, 517 (2008), pp. 331–333.
- [71] R. Iabbani, R. Halimi, T. Laoui, A. Vantomme, B. Pipeleers & G. Roebben, *Mater. Sci. & Eng. B*, 102 (2003) pp. 390-397.
- [72] M. Kokkoris, P. Misailides, S. Kossionides, A. Lagoyannis, Ch. Zarkadas, R. Vlastou, C.T. Papadopoulos, A. Kontos, *Nucl. Instr. and Meth. B* 249 (2006) 81–84.
- [73] S. Ichihara, T. Nakagawa, M. Nitta, S. Abo, T. Lohner, C. Angelov, K. Ohta, M. Takai, *Nucl. Instr. and Meth. B* 219–220 (2004) 584–588.
- [74] J.F. Ziegler, *Ion Implantation: Science and Technology*, Academic Press, San Diego, (1988).
- [75] 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.
- [76] R. Iabbani and R. Halimi, *Materials Science and Engineering B* 124–125 (2005) 280–282
- [77] M. Servidori, R. Angelucci, F. Cembali, P. Negrini, S. Solmi, P. Zaurnsel and thinspace U. Winter, *J. Appl. Phys.* 61, n° 5, PP. 1834- 1840, (1987).
- [78] N.E.B. Cowern, K.T.F. Janssen, G.F.A. Van de Walle, D.J. Gravesteijn, *Phys. Rev. Lett.* 65 (1990) 2434.
- [79] N.E.B. Cowern, G.F.A. Van de Walle, D.J. Gravesteijn, C.J. Vreizema, *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991) 212.
- [80] K.V. Ravi, *Properties of Silicon*, INSPEC, New York, 1988, p. 256.
- [81] C. Revenant-Brizard, J.R. Regnard, S. Solmi, A. Armigliato, S. Valmorri, C. Cellini, F. Romanato, *J. Appl. Phys.* 79 (1996) 12.
- [82] S. Solmi, *J. Appl. Phys.* 83 (1998) 3.
- [83] J.D. Plumm, *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* P. 438, (1997).
- [84] P.N. Favennec, *L'Implantation Ionique pour la Microélectronique et l'Optique*, Collection Technique et Scientifique des Télécommunications, ENST, Ed. Masson, Paris, (1993).

- [85] <http://fr.wikipedia.org/wiki/Silicium>.
- [86] <http://fr.wikipedia.org/wiki/Antimoine>.
- [87] <http://www.periodni.com/fr/index.html>.
- [88] J. P. Biersack & L. G. Hagmark, Nucl. Instr. And Meth., 174, 1 257, (1980).
- [89] J. F. Zeigler, Handbook of Ion Implantation Technology, New York, (1992).
- [90] World Survey of Accelerator Based Analytical Techniques, IAEA, Vienna, 2004. Available from: <<http://www-naweb.iaea.org/naweb/physics/AccelSurv/index.html>>.
- [91] N.P. Barradas, K. Arstila, G. Battistig, M. Bianconi, N. Dytlewski, C. Jeynes, E. Kótai, G. Lulli, M. Mayer, E. Rauhala, E. Szilágyi, M. Thompson, Nucl. Instr. and Meth. B 266 (2008) 1338–1342.
- [92] J. Saarihahti, E. Rauhala, Nucl. Instr. and Meth. B 64 (1992) 734.
- [93] E. Rauhala, J. Appl. Phys. 56 (1984) 3324.
- [94] E. Kótai, Nucl. Instr. and Meth. B 85 (1994) 588.
- [95] E. Kótai, in: AIP Press Conference Proceedings, Vol. 392, 1997, p. 631.
- [96] L.R. Doolittle, Nucl. Instr. and Meth. B 9 (1985) 344.
- [97] L.R. Doolittle, Nucl. Instr. and Meth. B 15 (1986) 227.
- [98] E. Szilágyi, F. Pászti, G. Amsel, Nucl. Instr. and Meth. B 100 (1995) 103.
- [99] E. Szilágyi, Nucl. Instr. and Meth. B 161–163 (2000) 37.
- [100] M. Mayer, Technical Report IPP9/113, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany, 1997.
- [101] M. Mayer, in: AIP Conference Proceedings, Vol. 475, 1999, p. 54.
- [102] M. Mayer, Nucl. Instr. and Meth. B 194 (2002) 177.
- [103] N.P. Barradas, C. Jeynes, R.P. Webb, Appl. Phys. Lett. 71 (1997) 291.
- [104] N.P. Barradas, P.K. Marriott, C. Jeynes, R.P. Webb, Nucl. Instr. and Meth. B 136–138 (1998) 1157.
- [105] C. Jeynes, N.P. Barradas, P.K. Marriott, G. Boudreault, M. Jenkin, E. Wendler, R.P. Webb, J. Phys. D: Appl. Phys. 36 (2003) R97.
- [106] T. Sajavaara, K. Arstila, A. Laakso, J. Keinonen, Nucl. Instr. And Meth. B 161–163 (2000) 235.
- [107] K. Arstila, T. Sajavaara, J. Keinonen, Nucl. Instr. and Meth. B 174 (2001) 163.
- [108] N.P. Barradas, K. Arstila, G. Battistig, M. Bianconi, N. Dytlewski, C. Jeynes, E. Kótai, G. Lulli, M. Mayer, E. Rauhala, E. Szilágyi, M. Thompson, Nucl. Instr. and Meth. B 262 (2007) 281–303.

دراسة الغرس الأيوني للأنتيموان (Sb^+) في مساند من السليسيوم (Si) بواسطة مطيافية الإرتداد الخلفي لريذار فورد . تأثير اتجاه الكاشف على الأطياف المحصلة .

ملخص

يتضمن هذا العمل دراسة الغرس الأيوني لمادة الأنتيموان في مسند من السليسيوم. هذه الدراسة تحققت بواسطة استعمال برامج مناسبة لمحاكاة الأطياف التجريبية .

تجريبيًا العينات حضرت بواسطة الغرس الأيوني لأيونات الأنتيموان (Sb^+ 120 KeV) وبجرعة تقدر 5×10^{14} (Sb^+/cm^2) في مساند من السليسيوم أحادية البلورة ذات التوجه $Si \langle 111 \rangle$ وكانت متبوعة بمعالجة حرارية سريعة عند الدرجة $1000^\circ C$ لمدة دقيقة (تحت النيتروجين). والهدف من هذه المعالجة الحرارية هو إصلاح العيوب الناتجة عن الغرس الأيوني و تنشيط الأنتيموان كهربائيا.

فيما يتعلق بتحليل العينات، استعملنا نوع خاص تقنية : مطيافية الإرتداد الخلفي لريذار فورد (RBS) (Rutherford) بالنظامين العادي و الموجه. تمت التقنية (RBS) بوضع الكاشف وفق اتجاهين مختلفين بالنسبة لسطح العينات :هندسة عمودية ومائلة .

من خلال هذا التحليل استطعنا تمييز العينات قبل وبعد المعالجة الحرارية، ولاحظنا تواجد عيوب قذف كثيرة ناتجة عن الغرس الأيوني للأنتيموان في السليسيوم المستهدف وقد عولجت هذه الاضطرابات فيما بعد عن طريق المعالجة الحرارية. محاكاة الأطياف التجريبية (RBS) المحصل عليها بالنظام العادي تمت بواسطة البرنامجين (RUMP) و (RBX) . بفضل هذين البرنامجين استطعنا تقدير مختلف الوسائط التي تميز الغرس الأيوني. النتائج المحصلة ($\Delta R_p, R_p, \dots$) كانت متوافقة مع التنبؤات المتحصل عليها بواسطة SRIM2006 والطريقة نصف-تجريبية. إضافة تمكنا من التوصل إلى منحنيات العنصر المطعم. أما فيما يتعلق بالأطياف التجريبية (RBS) المحصل عليها بالنظام الموجه، فقد نفذت المحاكاة بواسطة البرنامج (RBX) . هذا البرنامج سمح لنا بتقدير سمك طبقة السليسيوم المتضررة. على وجه الخصوص تجدر الإشارة أنه بفضل البرنامج (RBX) ، تمكنا من بناء منحنيات العيوب المتولدة في مساند بدقة جيّدة. و في الأخير، نشير أنّ الكاشفين المستعملين خلال هذه الدراسة، منحانا معلومات مهمة عن العينات المحضرة : الهندسة وفق خط التلاقي العمودي زودتنا بمعلومات عن عمق العينات ; أمّا الهندسة وفق خط التلاقي المائل، فقد كانت مهمة لدراسة سطح العينات.

الكلمات المفتاحية: سليسيوم، أنتيموان، الغرس الأيوني، مطيافية الإرتداد الخلفي لريذار فورد (RBS)، الكاشف.

Study by Rutherford Backscattering Spectrometry of Sb⁺ ion implantation in Si. Effect of the detector orientation on the obtained spectra.

Abstract

In this work, we have investigated the antimony ion implantation in Silicon targets. The study was carried out by simulation, using specific codes, of the experimental spectra.

Experimentally, the samples were prepared by ion implantation of Sb⁺ (dose = 5×10^{14} Sb⁺/cm², energy = 120 keV) into Si (111) targets. Afterwards, a rapid thermal annealing (1000°C, 60 s, under nitrogen) 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 particularly used the Rutherford backscattering spectroscopy (RBS) technique in random and channeling modes. The method was applied using two detectors which were oriented differently with respect to the surface samples: normal and grazing geometries.

By this analysis, we were able to characterize the specimens before and after thermal annealing treatment. We noticed that considerable radiation damage was enhanced by antimony ion implantation in Si targets. Afterwards, these defects were well recovered by the thermal annealing.

The simulation of the random RBS spectra was performed by RUMP and RBX programs. We have obtained several parameters related to ion implantation of antimony in Si. The results obtained (R_p , ΔR_p , etc.) were in agreement with SRIM 2006 predictions and the semi-empirical method. In addition, by the two programs, we were able to obtain the dopant profiles in the targets. Concerning the channeling spectra, their simulation was possible via the code RBX. This code enabled us to estimate the thickness of the damaged silicon layer. In particular, by this code, we have obtained the defects profiles generated in the targets with a good accuracy. Finally, we note that the two orientations of the detector were important in this work: The normal geometry was useful to study the bulk of the samples; concerning the grazing geometry, it was important to investigate the surface specimens.

Key words: Silicon, antimony, ion implantation, Rutherford backscattering spectroscopy (RBS), detectors.

Etude par spectroscopie de rétrodiffusion Rutherford de l'implantation ionique de Sb⁺ dans Si. Effet de l'orientation du détecteur sur les spectres obtenus.

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 des spectres expérimentaux en utilisant des logiciels appropriés.

Expérimentalement, les échantillons ont été élaborés par implantation ionique de Sb⁺ (dose = 5×10^{14} Sb⁺/cm², énergie = 120 KeV) dans des substrats de Si <111>. Un traitement thermique rapide (1000 °C, 60 s, sous azote) 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 spectroscopie de rétrodiffusion Rutherford (RBS) en modes random et canalisé. La technique a été effectuée en utilisant deux détecteurs orientés différemment par rapport à la surface des spécimens : géométrie normale et rasante.

Par cette analyse, nous avons pu caractériser les échantillons 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.

La simulation des spectres RBS obtenus, en mode random, a été faite par les logiciels RUMP et RBX. Grâce à ces programmes, nous avons pu estimer les différents paramètres caractérisant l'implantation ionique. Les résultats obtenus (R_p , ΔR_p , etc.) sont en accord avec les prédictions faites par le code SRIM 2006 et la méthode semi-empirique. En plus, nous avons pu aboutir aux profils de concentration du dopant. Concernant la simulation des spectres RBS, obtenus en mode canalisé, celle-ci a été réalisée par le logiciel RBX. Ce code nous a permis d'estimer l'épaisseur de la couche endommagée du silicium. En particulier, on doit souligner que grâce au logiciel RBX, nous avons pu reconstruire les profils des défauts générés dans les cibles avec une bonne précision. Enfin, notons que les deux détecteurs, mis en œuvre durant cette étude, ont fourni des informations importantes sur les spécimens élaborés : la géométrie en incidence normale a permis de fournir des informations en profondeur de l'échantillon ; concernant la géométrie en incidence rasante, elle était utile pour l'étude des spécimens en surface.

Mots clés: silicium; antimoine; implantation ionique ; Spectroscopie de rétrodiffusion Rutherford (RBS) ; détecteurs.