



**UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE  
« HOUARI BOUMEDIENNE »**

**FACULTE DE PHYSIQUE**

**MEMOIRE**

**Présenté pour l'obtention du grade de  
MAGISTER**

**EN : PHYSIQUE**

**Spécialité : SCIENCES NUCLEAIRES**

**Par**

**Kahena CHAAL**

**SUJET**

**ANALYSE PAR FAISCEAUX D'IONS DE  
COUCHES MINCES A BASE DE SILICIUM**

Soutenu le 25 /09 /2003 devant la commission d'examen composée de

**N.BENDJABALLAH  
A.C.CHAMI  
M.AOUCHER  
M.ABDESSELAM  
M.KECHOUANE  
M.H.AMMI**

**Professeur (U.S.T.H.B)  
Professeur (U.S.T.H.B)  
Professeur (U.S.T.H.B)  
Maître de Conférences (U.S.T.H.B)  
Maître de Conférences (U.S.T.H.B)  
Chargé de recherche (COMENA)**

**Président  
Directeur de thèse  
Examinateur  
Examinateur  
Examinateur  
Examinateur**

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>6</b>
<b>1 Méthodes d'analyse des couches minces par faisceaux d'ions d'énergie de l'ordre du MeV</b>	<b>8</b>
1.1 RBS (Rutherford Backscattering Spectrometry)	11
1.1.1 Principe de la RBS	11
1.1.2 Le pouvoir d'arrêt	16
1.1.3 La section efficace en RBS	16
1.1.4 La résolution en masse	18
1.1.5 La résolution en profondeur	18
1.1.6 La canalisation	21
1.1.7 Limitations de la RBS	21
1.2 NRA (Nuclear Reaction Analysis)	24
1.3 ERDA (Elastic Recoil Detection Analysis)	27
<b>2 Dispositif expérimental</b>	<b>32</b>
2.1 Le dispositif expérimental	32
2.1.1 Le détecteur	34
2.1.2 Le préamplificateur	34
2.1.3 L'amplificateur	34
2.1.4 Une carte d'acquisition	34
2.2 Les cibles	34
2.3 Dispositif expérimental en ERDA	35

<b>3 Résultats expérimentaux</b>	<b>37</b>
3.1 RBS . . . . .	39
3.1.1 La couche (SiGe <sub>x</sub> ) . . . . .	39
3.1.2 Les couches (SiN <sub>x</sub> H <sub>y</sub> ) . . . . .	42
3.1.3 La couche (SiO <sub>x</sub> ) . . . . .	46
3.2 NRA . . . . .	47
3.2.1 Les couche (SiN <sub>x</sub> H <sub>y</sub> ) . . . . .	48
3.2.2 La couche (SiO <sub>x</sub> ) . . . . .	63
3.2.3 La couche(SiGe <sub>x</sub> ) . . . . .	67
3.3 L'E.R.D.A. . . . .	69
3.3.1 Epaisseur de l'absorbant et étalonnage de l'ouverture . . . . .	71
3.4 Discussion et interprétation des résultats . . . . .	82
<b>Conclusion</b>	<b>84</b>
<b>Annexe</b>	<b>86</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>89</b>

# Liste des figures

1-1	Schéma des différents phénomènes pouvant se produire lors du bombardement d'une cible par un faisceau d'ions[4]	9
1-2	Schéma expérimental des techniques d'analyse par faisceau d'ions	10
1-3	Schéma du principe de la technique RBS. (+) est le projectile	12
1-4	Spectre RBS simulé sur une couche d'or déposée sur substrat de silicium.	15
1-5	Variation de la section efficace de Rutherford	17
1-6	Variation du facteur cinématique en fonction de A et l'angle de détection $\theta$ .	19
1-7	Influence de la résolution du détecteur et du straggling sur la résolution en profondeur.	20
1-8	Distribution angulaire autour de l'axe $\langle 001 \rangle$ du $^{184}_{74}\text{W}$ . Les points expérimentaux ont été obtenus avec des protons de 480keV.[10]	22
1-9	Spectres d'énergie obtenus avec un faisceau canalisé(Aligned) et non canalisé(Random)	23
1-10	Spectre RBS sur une couche de nitrure de silicium contenant 9% d'azote.	24
1-11	Spectre RBS sur une couche d'oxyde de silicium. Le signal d'oxygène est visible.	25
1-12	<i>1<sup>er</sup> cas</i> :Schéma du principe de la technique (ERDA)	28
1-13	<i>2<sup>eme</sup> cas</i> : Schéma du principe de la technique RBS	28
1-14	Schéma experimental de l'ERDA. + est le projectile, * est le noyau de recul.	30
2-1	Schéma de l'accélérateur Van de Graaf	33
2-2	Shéma du porte échantillon.	35
3-1	Determination de la hauteur du substrat	38

3-2	Spectres RBS (normalisés) obtenus sur la couche ( $\text{SiGe}_x$ ) en deux différents points d'impact distants de 4mm. $E_\alpha = 2\text{MeV}$ , $\theta = 160^\circ$ . . . . .	40
3-3	Spectres RBS simulés sur la couche ( $\text{SiGe}_x$ ) en deux différents points d'impact distants de 4mm. $E_\alpha = 2\text{MeV}$ , $\theta = 160^\circ$ . . . . .	41
3-4	Spectre RBS obtenu sur la ( $\text{SiN}_x\text{H}_y$ ) <sub>1</sub> . $E_\alpha = 2\text{MeV}$ , $\theta = 150^\circ$ . . . . .	42
3-5	Spectre RBS obtenu sur la ( $\text{SiN}_x\text{H}_y$ ) <sub>2</sub> . $E_\alpha = 2.013\text{MeV}$ , $\theta = 165^\circ$ . . . . .	43
3-6	Spectre RBS obtenu sur la ( $\text{SiN}_x\text{H}_y$ ) <sub>3</sub> . $E_\alpha = 2\text{MeV}$ , $\theta = 165^\circ$ . . . . .	44
3-7	Spectre RBS obtenu sur la ( $\text{SiN}_x\text{H}_y$ ) <sub>3</sub> . $E_\alpha = 3.086\text{MeV}$ , $\theta = 165^\circ$ . . . . .	45
3-8	Spectre RBS obtenu sur la couche ( $\text{SiO}_x$ ). $E_\alpha = 2.013\text{MeV}$ , $\theta = 165^\circ$ . . . . .	46
3-9	Section efficace de la réaction $^{14}\text{N}(d, \alpha_1) \theta = 150^\circ$ . [44] . . . . .	49
3-10	Section efficace de la réaction $^{14}\text{N}(d, P_5)$ pour $\theta = 150^\circ$ . [44] . . . . .	50
3-11	Section efficace de la réaction $^{14}\text{N}(d, p_1 + p_2) \theta = 150^\circ$ . [44]. . . . .	51
3-12	Section efficace de la réaction $^{16}\text{O}(d, p_1) \theta = 150^\circ$ . [47]. . . . .	52
3-13	Section efficace de la réaction $^{12}\text{C}(d, p_0) \theta = 150^\circ$ . [47]. . . . .	53
3-14	Spectre de rétrodiffusion obtenu sur la ( $\text{SiN}_x\text{H}_y$ ) <sub>1</sub> . $E_d = 1.050\text{MeV}$ , $\theta_1 = 0^\circ$ , $\theta = 150^\circ$ . . . . .	54
3-15	Spectre NRA obtenu sur la ( $\text{SiN}_x\text{H}_y$ ) <sub>1</sub> . $E_d = 1.050\text{MeV}$ , $\theta_1 = 5^\circ$ , $\theta = 150^\circ$ . . . . .	55
3-16	Spectre de rétrodiffusion obtenu sur la ( $\text{SiN}_x\text{H}_y$ ) <sub>1</sub> . $E_d = 1.050\text{MeV}$ , $\theta_1 = 5^\circ$ , $\theta = 150^\circ$ . . . . .	56
3-17	Spectre NRA obtenu sur la ( $\text{SiN}_x\text{H}_y$ ) <sub>2</sub> . $E_d = 1.068\text{MeV}$ , $\theta = 150^\circ$ . . . . .	57
3-18	Spectre NRA obtenu sur la ( $\text{SiN}_x\text{H}_y$ ) <sub>2</sub> . $E_d = 1.068\text{MeV}$ , $\theta = 150^\circ$ . . . . .	58
3-19	Spectre de rétrodiffusion obtenu sur la ( $\text{SiN}_x\text{H}_y$ ) <sub>2</sub> . $E_d = 1.068\text{MeV}$ , $\theta = 150^\circ$ . . . . .	59
3-20	Spectre de rétrodiffusion sur la ( $\text{SiN}_x\text{H}_y$ ) <sub>3</sub> . $E_d = 1.050\text{MeV}$ , $\theta = 150^\circ$ . . . . .	60
3-21	Spectres NRA obtenus sur la ( $\text{SiN}_x\text{H}_y$ ) <sub>3</sub> normalisés à la hauteur du substrat en deux différents points d'impact. $E_d = 1.05\text{MeV}$ , $\theta = 150^\circ$ . . . . .	61
3-22	Spectres de rétrodiffusion en deux différents points d'impact sur la couche ( $\text{SiN}_x\text{H}_y$ ) <sub>3</sub> . $E_d = 1.05\text{MeV}$ , $\theta = 150^\circ$ . . . . .	62
3-23	Spectre de rétrodiffusion des deutons sur la ( $\text{SiO}_x$ ). $E_d = 1.068\text{MeV}$ , $\theta_1 = 0^\circ$ , $\theta = 150^\circ$ . . . . .	63
3-24	Spectre NRA sur la ( $\text{SiO}_x$ ). $E_d = 1.068\text{MeV}$ , $\theta_1 = 0^\circ$ , $\theta = 150^\circ$ . . . . .	64

3-25 Spectre de rétrodiffusion des deutons de 1.068MeV sur la (SiO <sub>x</sub> ). $\theta_1 = 40^\circ$ , $\theta = 150^\circ$ . . . . .	65
3-26 Spectre NRA sur la (SiO <sub>x</sub> ). $E_d = 1.068MeV$ , $\theta_1 = 40^\circ$ , $\theta = 150^\circ$ . . . . .	66
3-27 Spectre NRA obtenu sur la (SiGe <sub>x</sub> ). $E_d = 1.05MeV$ , $\theta = 150^\circ$ . . . . .	67
3-28 Spectre de rétrodiffusion obtenu sur la (SiGe <sub>x</sub> ). $E_d = 1.050MeV$ , $\theta_1 = 0^\circ$ , $\theta = 150^\circ$	68
3-29 Spectres NRA enregistrés sur une couche (SiO <sub>x</sub> ) et du silicium pur. $E_d = 1.7MeV$ , $\theta = 150^\circ$ . . . . .	70
3-30 Section efficace de la réaction $^1H(\alpha, ^1H)\alpha$ . $\theta = 30^\circ$ [52] . . . . .	71
3-31 Spectre NRA enregistré sur la (SiN <sub>x</sub> H <sub>y</sub> ) <sub>3</sub> avec et sans mylar. $E_d = 1.05MeV$ , $\theta = 150^\circ$ . . . . .	72
3-32 Spectre NRA enregistré sur la (SiO <sub>x</sub> ) avec et sans mylar. $E_d = 1.05MeV$ , $\theta =$ $150^\circ$ . . . . .	73
3-33 Perte d'énergie des protons dans le mylar . . . . .	74
3-34 Schéma de l'expérience qui a permis l'étalonnage de l'ouverture percée sur le mylar. Les deutons détectés sont ceux ayant traversé l'ouverture. . . . .	75
3-35 Spectre ERDA obtenu sur la couche (SiN <sub>x</sub> H <sub>y</sub> ) <sub>1</sub> . $E_\alpha = 3MeV$ , $\theta = 30^\circ$ . . . . .	76
3-36 Spectre ERDA obtenu sur la (SiN <sub>x</sub> H <sub>y</sub> ) <sub>2</sub> . $E_\alpha = 3.086MeV$ , $\theta = 28^\circ$ . . . . .	77
3-37 Spectre ERDA obtenu sur la (SiN <sub>x</sub> H <sub>y</sub> ) <sub>3</sub> . $E_\alpha = 3MeV$ , $\theta = 30^\circ$ . . . . .	78
3-38 Distribution des écarts en parcours réel et simple. . . . .	80
3-39 Spectres de diffusion des $\alpha$ simulés par le (TRIM modifié) et le (VRBS) . . . . .	81

# Introduction

La possibilité d'utilisation des accélérateurs de particules à des fins non nucléaires donna le jour aux techniques d'analyse de couches minces par faisceaux d'ions. Le développement de la physique du solide et des semi conducteur en particulier a offert à cette discipline les moyens qui font d'elle aujourd'hui une incontournable méthode de caractérisation des matériaux. Dans ce travail, nous nous sommes intéressés au dosage d'éléments légers sur des couches minces à base de silicium. Ces éléments sont l'oxygène constituant des oxydes de silicium très utilisés en électronique comme couche isolante. Depuis la découverte de la photoluminescence du silicium poreux en 1990, la photoluminescence induite par des nanoparticules de silicium dans des matrices ( $\text{SiO}_2$ ) fait l'objet de plusieurs études [1][2]. Le deuxième élément est l'azote, qui permettra la formation du nitrure de silicium. Les liaisons covalentes de ce matériau lui confèrent stabilité thermique, résistivité mécanique et excellente inertie chimique. Le nitrure est utilisé comme couche de passivation et de protection. Il trouve également des applications dans l'électronique en particulier dans les transistors à effet de champ, ou l'on parle désormais de technologie nitrure de silicium. Les oxynitrides en général trouvent des applications en tant que couches isolantes et comme filtres optiques [3]. Le troisième élément objet de notre travail est l'hydrogène. Le silicium amorphe hydrogéné est très étudié pour ces applications en électronique à savoir les diodes Schottky, les cellules photovoltaïques et les écrans plats. Les cellules PIN-tandem ( $\text{Si: H/Si: Ge}$ ) sont connues pour avoir un meilleur rendement et une meilleure stabilité qu'une cellule simple ( $\text{Si: H}$ ). Nous nous sommes, de ce fait, intéressés également à la caractérisation du germanium.

L'étude que nous avons menée tire profit de trois techniques d'analyse quantitatives (RBS, NRA, ERDA). Le but de notre travail est de nous affranchir des difficultés qui sont inhérentes

en fait à toutes les techniques d'analyse par faisceau d'ions. Ces difficultés sont l'évaluation du courant incident et de l'angle solide. Nous nous sommes également astreints à ne pas utiliser de standard. Dans cette perspective, nous avons mis au point un dispositif expérimental original ERDA qui permet de doser l'hydrogène des couches.

Le présent travail est divisé en trois chapitres, le premier présentera les techniques que nous avons utilisées. Le deuxième chapitre décrira le dispositif expérimental. Nous finirons par une conclusion après avoir donné les résultats des trois méthodes de caractérisation dans le chapitre trois.

# Chapitre 1

## Méthodes d'analyse des couches minces par faisceaux d'ions d'énergie de l'ordre du MeV

Bombarder une couche par des particules chargées permet de la caractériser. Plusieurs techniques d'analyse par faisceaux d'ions existent, elles répondent cependant toutes au même principe. Quelque soit la méthode utilisée, la réponse sera un signal donnant un nombre de particules détectées (dont la nature dépendra de la méthode d'analyse) en fonction du canal qui peut être converti en énergie de ces dernières. la (Fig1-1) représente les différents phénomènes rencontrés lors du bombardement d'une cible par un faisceau d'ions. La méthode utilisée suppose qu'on connaisse avec précision les interactions mises en jeu entre le projectile et la cible, particulièrement la probabilité qu'elles aient lieu, ce qu'on appelle la section efficace d'interaction. Lorsque la section efficace varie lentement avec l'énergie du projectile, l'aire sous le signal qui est dû à l'élément (i) de la couche est donnée par l'équation:

$$A_i = \varepsilon \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) \Delta\Omega \Phi \frac{(N_i \Delta x)}{\cos \theta_1} \Delta t \quad (1.1)$$

$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta)$  : est la section efficace différentielle de l'interaction à l'énergie E du faisceau incident et l'angle de diffusion  $\theta$ .

$\Delta\Omega$  : est l'angle solide sous lequel la détection a lieu.

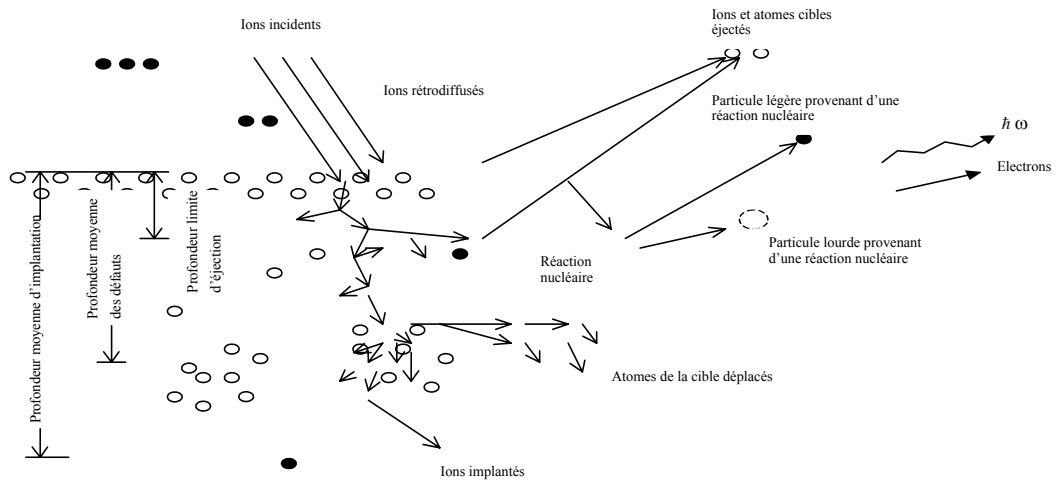
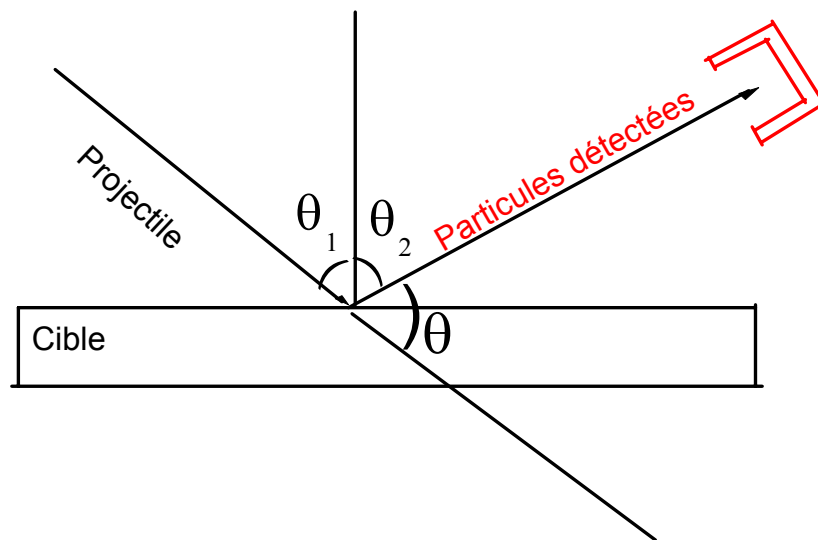


Figure 1-1: Schéma des différents phénomènes pouvant se produire lors du bombardement d'une cible par un faisceau d'ions[4]



Figure~1-2: Schéma expérimental des techniques d'analyse par faisceau d'ions

$\Phi$  : Nombre de particules incidentes par unité de temps. Il est calculé à partir de la lecture du courant incident.

$N_i \Delta x$  : Densité surfacique de l'élément (i) à incidence normale.

$\theta_1$  : Angle d'incidence du faisceau par rapport à la normale de la surface (Fig1-2).

$\varepsilon$  : Efficacité du détecteur.

$\Delta t$  : Temps de comptage

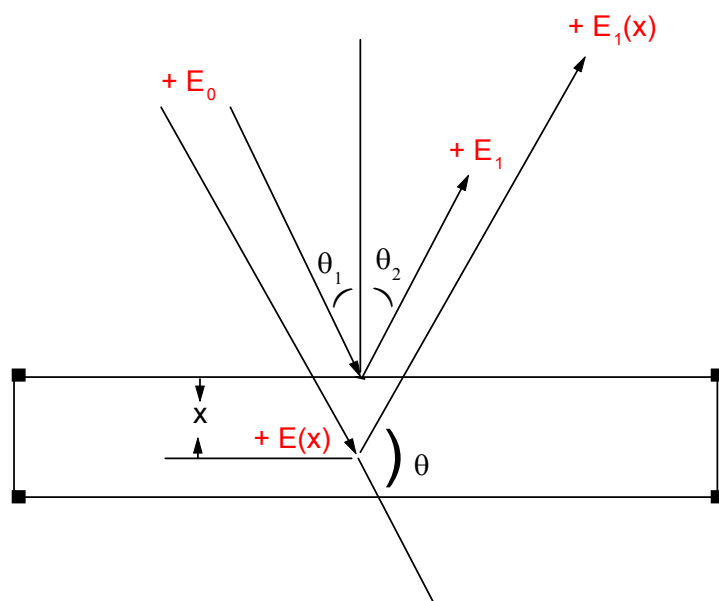
A travers l'équation (1.1), connaissant les sections efficaces, l'angle solide ainsi que le nombre de particules incidentes, on peut en déduire le nombre d'atomes par unité de surface de l'élément (i) dans la couche. La cinématique des réactions quant à elle permet l'identification des éléments cible existant dans la couche. L'analyse par faisceau d'ions permet donc d'identifier et de quantifier la composition des cibles. Dans ce chapitre, nous énumérons les différentes méthodes d'analyse des couches minces que nous avons utilisées dans notre travail à savoir, la RBS, la NRA et l'ERDA.

## 1.1 RBS (Rutherford Backscattering Spectrometry)

La mise en évidence du noyau atomique par Rutherford a été possible par la rétrodiffusion des particules alpha. C'était à la fois la découverte du noyau et un moyen de le sonder. La RBS n'a cependant connu son essor qu'avec le développement de l'électronique[5] qui a fourni les détecteurs à semi conducteurs de bonne résolution. La puissance de la RBS vient du fait qu'il s'agit d'une méthode rapide et facile à mettre en oeuvre. De toutes les méthodes quantitatives, le principal atout de la RBS est que sa section efficace est connue avec exactitude.

### 1.1.1 Principe de la RBS

La RBS consiste à envoyer un projectile de masse  $M_1$ , d'énergie  $E_0$  sur la couche à analyser. L'ion incident est freiné avant d'être rétrodiffusé par une cible de masse  $M_2$  à une épaisseur ( $x$ ). Il s'agit alors de récolter les projectiles rétrodiffusés après avoir encore été freinés dans le trajet retour (Fig.1-3). L'ion incident est rétrodiffusé sur la surface de la couche avec une énergie  $E_1$  donnée par l'équation (1.2)



Figure~1-3: Schéma du principe de la technique RBS. (+) est le projectile

$$E_1 = K E_0 \quad (1.2)$$

Le facteur K ne dépend que des masses respectives de la cible  $M_2$  et du projectile  $M_1$  ainsi que de l'angle de rétrodiffusion  $\theta$ . En posant  $A = \frac{M_2}{M_1}$ , K est donné par l'équation (1.3)

$$K = \left[ \frac{\cos \theta + \sqrt{A^2 - \sin^2 \theta}}{1 + A} \right]^2 \quad (1.3)$$

Connaissant donc la masse, l'énergie du projectile ainsi que l'angle de rétrodiffusion, l'identification de l'élément cible se fera à travers le facteur cinématique. L'ion ayant traversé une couche mince d'épaisseur ( $x$ ) aura une énergie  $E(x)$ . Rétrodiffusé, il sera détecté avec une énergie  $E_1(x)$  donnée par l'équation (1.4)

$$E_1(x) = \left( E_0 - \frac{dE}{dx} \Big|_{E_{Au}} \frac{x}{\cos \theta_1} \right) K - \frac{dE}{dx} \Big|_{E_{Ret}} \frac{x}{\cos \theta_2} \quad (1.4)$$

ou  $\theta_1, \theta_2$  sont les angles d'incidence et d'émergence du faisceau par rapport à la normale de la cible (Fig1-3).

$\frac{dE}{dx} \Big|_{E_{Au}}$  est le pouvoir d'arrêt moyen des projectiles sur le trajet à l'aller évalué à une énergie  $E_{Au}$ .

$\frac{dE}{dx} \Big|_{E_{Ret}}$  est le pouvoir d'arrêt moyen des projectiles sur le trajet retour évalué à une énergie  $E_{Ret}$

$\theta$  est l'angle de rétrodiffusion ( $\theta = \pi - (\theta_1 + \theta_2)$ ).

La perte d'énergie totale du projectile entre la surface et la fin de la couche d'épaisseur  $e$  sera alors donnée par:

$$\Delta E_1 = \left( \frac{K}{\cos \theta_1} \frac{dE}{dx} \Big|_{E_{Au}} + \frac{1}{\cos \theta_2} \frac{dE}{dx} \Big|_{E_{Ret}} \right) e \quad (1.5)$$

Cette équation permet effectivement de remonter à une épaisseur ( $e$ ) de la couche, et l'équation (1.1) au nombre d'atomes par unité de surface de chaque élément constituant la couche. Cependant, si nous supposons deux plans atomiques contenant le même nombre d'atomes, alors quelque soit la distance séparant ces deux plans, la perte d'énergie de la particule les ayant traversé sera la même. De ce fait, la quantité ( $e$ ) déduite de l'équation (1.5), ne peut être considérée comme l'épaisseur exacte de la couche. A moins de connaître sa densité volumique, nous concluons que la seule quantité fiable dans l'analyse est le nombre d'atomes par unité de surface.

Deux méthodes d'estimation des énergies  $E_{All}$  et  $E_{Ret}$  sont utilisées suivant l'importance de la perte d'énergie  $\Delta E_1$ . Si celle-ci n'est pas importante, on utilise l'approximation de surface ou:

$$E_{All} = E_0 \qquad E_{Ret} = K E_0 \qquad (1.6)$$

Lorsque la perte d'énergie est plus importante, l'approximation de l'énergie moyenne suppose

$$E_{All} = \frac{1}{2}(E_0 + E) \qquad E_{Ret} = \frac{1}{2}(E_1 + K E) \qquad (1.7)$$

ou  $E$  est l'énergie avant rétrodiffusion.

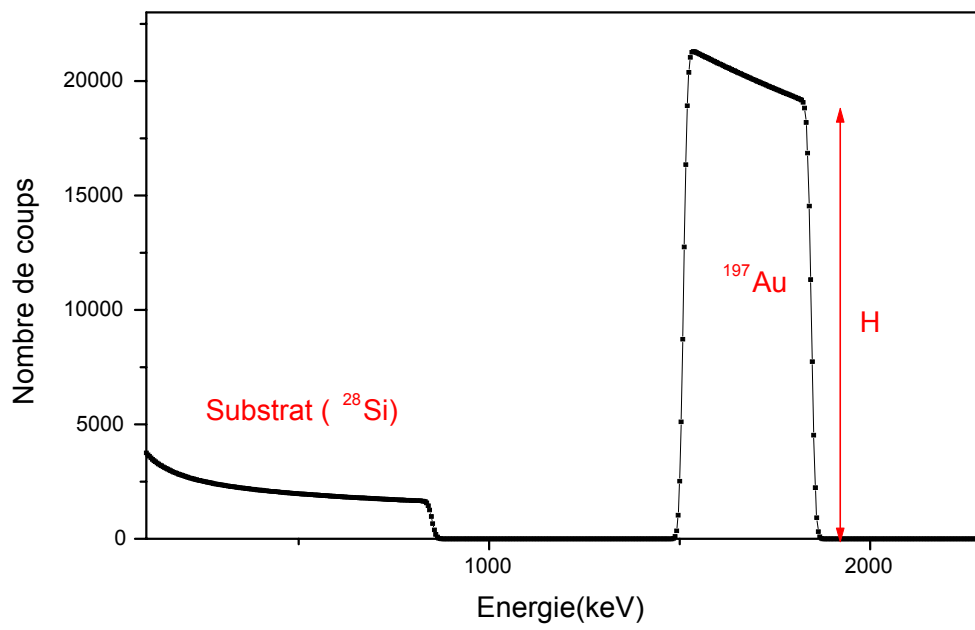
Le facteur cinématique  $K$  est proche de 1 pour les cibles lourdes et diminue avec la masse cible. Dans un spectre RBS donc, le signal de l'élément lourd correspond aux hautes énergies. Le spectre de la (Fig1-4) est obtenu par faisceau d'alpha d'énergie  $E_0$  sur une cible d'or de densité  $N_{Au}$  déposée sur substrat de silicium.

La hauteur  $H$  du signal dû à l'or en surface (Fig1-4) est donnée par l'équation (1.8). En considérant une perte d'énergie de l'ordre de la largeur d'un canal  $\delta E$  et l'approximation en surface,  $H$  sera donné par:

$$H = \frac{d\sigma}{d\Omega} \Phi \frac{N_{Au}}{\cos \theta_1} \frac{\delta E}{\left( \frac{K}{\cos \theta_1} \frac{dE}{dx} \Big|_{E_0} + \frac{1}{\cos \theta_2} \frac{dE}{dx} \Big|_{K E_0} \right)} \qquad (1.8)$$

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$  : est la section efficace différentielle sur l'or évaluée à l'énergie incidente  $E_0$ .

$N_{Au}$  : densité volumique de l'or.



Figure~1-4: Spectre RBS simulé sur une couche d'or déposée sur substrat de silicium.

### 1.1.2 Le pouvoir d'arrêt

La perte d'énergie (dE) d'une particule ayant traversé une épaisseur (dx) dépend de son énergie et de la composition atomique de la couche traversée. Le pouvoir d'arrêt dans une cible élémentaire de densité volumique N est défini comme  $\varepsilon = \frac{1}{N} \frac{dE}{dx}$ . Les énergies mises en jeu dans ce travail font que le pouvoir d'arrêt ne s'éloigne pas trop de celui de (Bethe) donné pour une cible élémentaire par l'équation (1.9)

$$\frac{1}{N} \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z_1^2 Z_2}{m_0 v^2} \ln \frac{2m_0 v^2}{I} \quad (1.9)$$

$Z_1$  : Numéro atomique du projectile..

$Z_2$  : Numéro atomique de la cible.

v : Vitesse du projectile.

$m_0$  : Masse de l'électron.

I : Potentiel moyen d'ionisation de la cible.

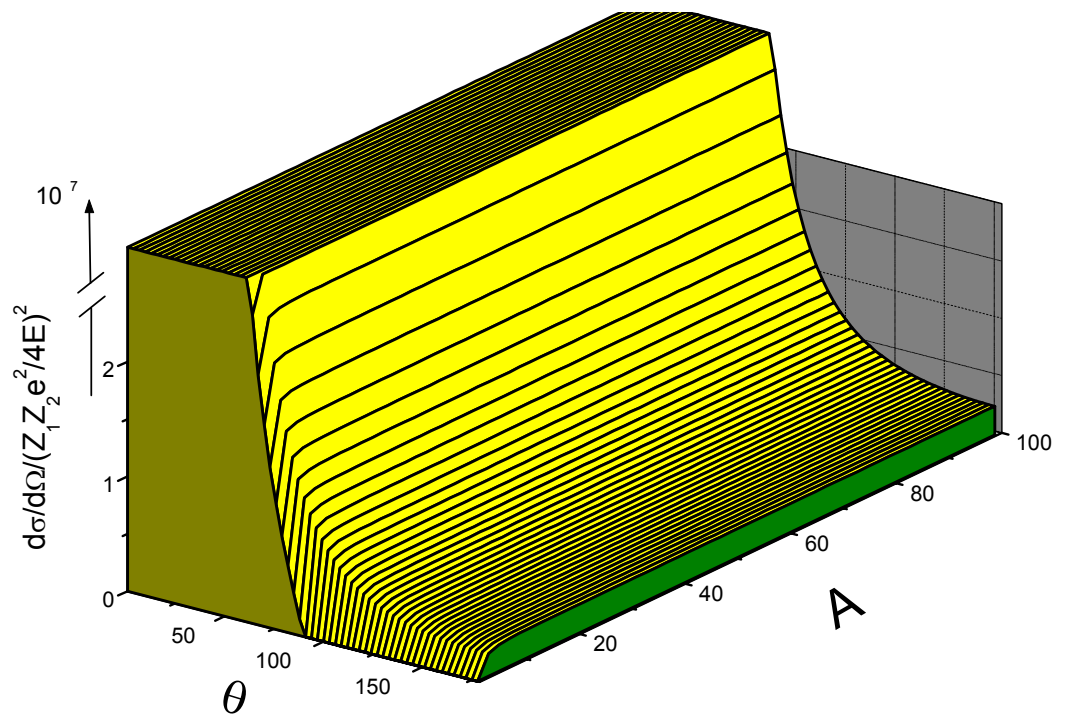
Lorsque la couche est un composé de type  $A_x B_y$ , le pouvoir d'arrêt sera la somme des pouvoirs d'arrêt de chaque cible pondérés par les stoechiométries respectives, c'est la loi de Bragg.

$$\varepsilon^{(A_x B_y)} = x\varepsilon^A + y\varepsilon^B \quad (1.10)$$

On notera que la RBS est particulièrement utilisée pour le calcul des pouvoirs dans des couches définies [6]

### 1.1.3 La section efficace en RBS

Lorsque la réaction élastique entre le projectile et la cible est purement coulombienne, la section efficace  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  de rétrodiffusion sera celle de Rutherford. Celui-ci la établie en 1911 dans le système du centre de masse [7]. Darwin [8] l'exprima dans le laboratoire en 1914. Elle est donnée par l'équation (1.11), (Fig1-5). On remarquera l'importance de la section efficace de Rutherford aux angles en avant qui a permis à celui-ci d'établir son modèle atomique.



Figure~1-5: Variation de la section efficace de Rutherford

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{z_1 z_2 e^2}{4E}\right)^2 \frac{4}{\sin^4 \theta} \frac{(\sqrt{1 - (\frac{M_1}{M_2} \sin \theta)^2} + \cos \theta)^2}{\sqrt{1 - (\frac{M_1}{M_2} \sin \theta)^2}} \quad (1.11)$$

$M_1$  : Masse du projectile.

$M_2$  : Masse de la cible.

$E$  : énergie du projectile.

$\theta$  : angle de détection.

$e^2 = 1.4398 \text{ MeV F}$ .

#### 1.1.4 La résolution en masse

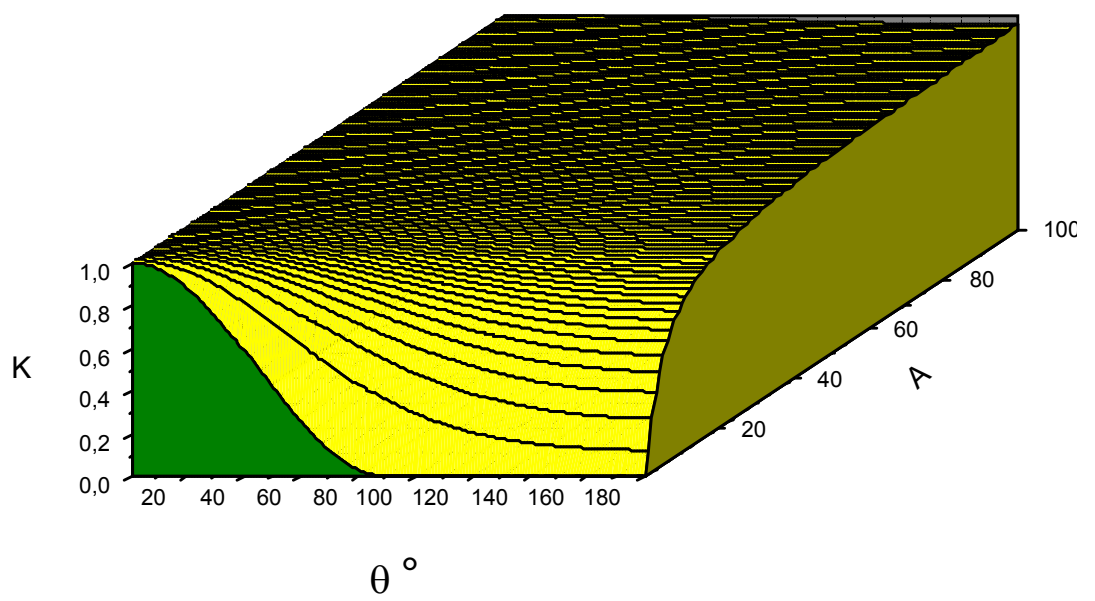
L'énergie ainsi que la nature du faisceau incident qu'on utilise dépendent de la composition de la couche à analyser. Le spectre sera d'autant facile à traiter lorsque les signaux relatifs aux différents éléments constituant la cible sont bien séparés. Deux énergies détectées sont séparables si elles diffèrent d'une quantité supérieure à la résolution du système de détection. C'est à travers le facteur cinématique que l'identification élémentaire est possible. La résolution en masse est donc directement liée aux variations de celui-ci. Pour une variation  $\Delta M_2$  de la cible correspondra une différence d'énergie donnée par

$$\Delta E_1 = E_0 \left(\frac{dK}{dM_2}\right) \Delta M_2 \quad (1.12)$$

La résolution en masse sera donnée par  $\Delta M_2$  si  $\Delta E_1$  est la résolution du détecteur. Une étude est donc nécessaire [9] avant toute analyse pour choisir le projectile, son énergie et l'angle de rétrodiffusion adéquats qui permettront d'avoir une analyse appréciable du contenu de la couche. La (Fig1-6) représente la variation du facteur cinématique K en fonction de A et l'angle de détection  $\theta$ . On remarquera que la plus grande variation de K est obtenue pour un angle  $\theta$  le plus proche de  $180^\circ$ . La meilleure résolution en masse est donc obtenue dans cette région. On utilise en pratique un angle de l'ordre de  $165^\circ$ .

#### 1.1.5 La résolution en profondeur

Nous pouvons convertir un spectre en énergie en un spectre en profondeur à partir de la surface de l'échantillon. Ainsi, la résolution énergétique du système de détection (détecteur, électro-



Figure~1-6: Variation du facteur cinématique en fonction de  $A$  et l'angle de détection  $\theta$ .

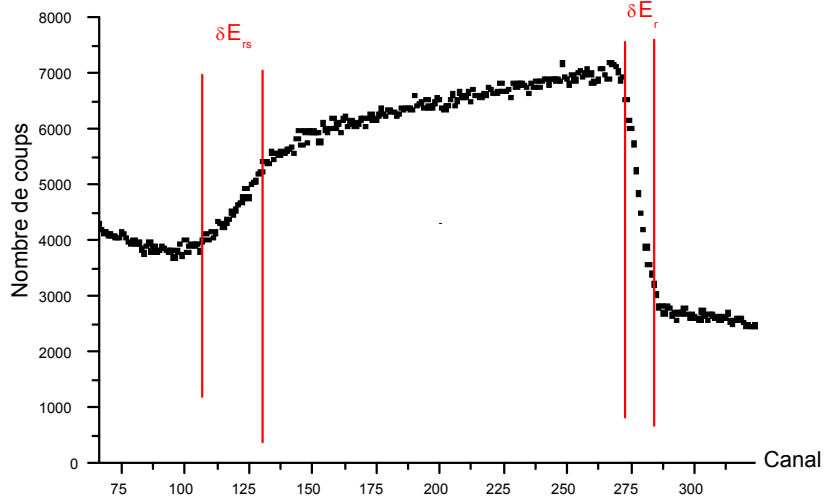


Figure 1-7: Influence de la résolution du détecteur et du straggling sur la résolution en profondeur.

nique) aura comme équivalent la résolution en profondeur du dispositif. En surface, l'élargissement du front de montée  $\delta E_r$  (Fig1-7) est dû principalement à la résolution du détecteur ( $\delta E_r = \delta E_{\text{det}}$ ). Le front de descente est quant à lui convolué à la résolution du détecteur et au straggling ( $\delta E_{\text{strag}}$ ) (Fig1-7). Son élargissement  $\delta E_{rs}$  est donné par

$$\delta E_{rs} = \sqrt{(\delta E_{\text{det}})^2 + (\delta E_{\text{strag}})^2} \quad (1.13)$$

Lorsque les collisions sont simples, on utilise le straggling de Bohr. Il est donné pour une cible élémentaire de densité volumique (N) et épaisseur (x) par:

$$\Omega^2 = 4\pi(z_1 e^2) N z_2 \frac{x}{\cos \theta_1} \quad (1.14)$$

A partir de l'équation (1.5), nous pouvons donc en remplaçant  $\Delta E_1$  par  $\delta E_r$  ou  $\delta E_{rs}$ , obtenir respectivement la résolution en surface et en profondeur qui sera alors donnée par e.

Si l'on s'intéresse donc à établir un profil de concentration, le plus petit intervalle d'épaisseur

que l'on pourra caractériser est de l'ordre de la résolution en profondeur. L'équation (1.5) montre qu'en augmentant les angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$  ce qui implique l'augmentation du parcours traversé améliorera la résolution en profondeur mais un compromis devra être établi pour ne pas dégrader le straggling qui, au contraire, augmente avec l'épaisseur traversée (1.14).

### 1.1.6 La canalisation

Lorsque le projectile rencontre sur son trajet une distribution aléatoire d'atomes, la hauteur du signal en surface est donnée par l'équation (1.8). Si la couche est de structure cristalline, la direction du faisceau incident par rapport à un axe (ou plan) cristallographique déterminera le rendement de la diffusion. Si  $H_c$ ,  $H_{nc}$  sont respectivement les hauteurs du signal en position canalisée (Aligned) et non canalisée (Random), nous définirons le rendement  $\chi$  normalisé à la position random par:

$$\chi = \frac{H_c}{H_{nc}} \quad (1.15)$$

La distribution angulaire de  $\chi$  est représentée par la (Fig1-8). Elle indique que le rendement de diffusion peut être plus ou moins important que ce qui est prédit par l'équation (1.8).

La (Fig1-9) représente deux spectres obtenus en position Aligned et Random. La forme du spectre peut indiquer si l'on est en position canalisée.

Si la canalisation ne nous intéresse pas, tourner l'échantillon de sa position initiale suffit à se mettre hors canalisation. Celle-ci par contre s'avère intéressante pour l'étude des défauts de structure, des profils d'éléments dopants dans les semi-conducteurs ou même des éléments légers qui viendraient combler les sites interstitiels [10], [11].

### 1.1.7 Limitations de la RBS

Le signal de retrodiffusion relatif à un élément cible plus léger que le substrat se superposera sur le signal de ce dernier. Ceci est l'inconvénient de la RBS, en effet aussi bien le facteur cinématique que la section efficace de Rutherford pour les éléments légers sont faibles rendant leur détection très difficile. Ceci est bien illustré par la (Fig1-10) qui est un signal RBS sur une couche de nitrure de silicium ou la concentration d'azote est de 9%. L'Efficacité de la RBS est

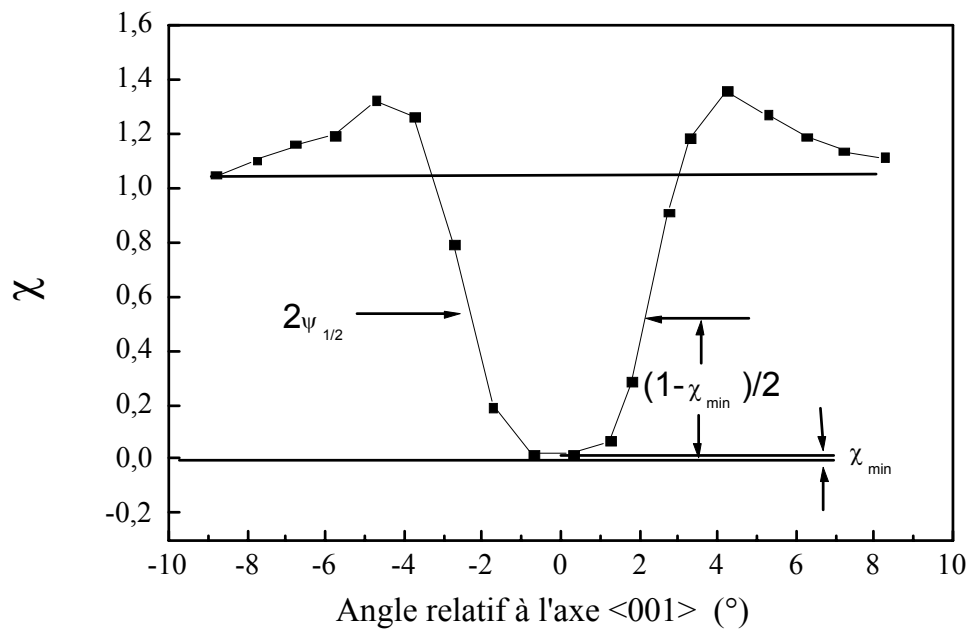


Figure 1-8: Distribution angulaire autour de l'axe  $\langle 001 \rangle$  du  $^{184}_{74}\text{W}$ . Les points expérimentaux ont été obtenus avec des protons de 480keV.[10]

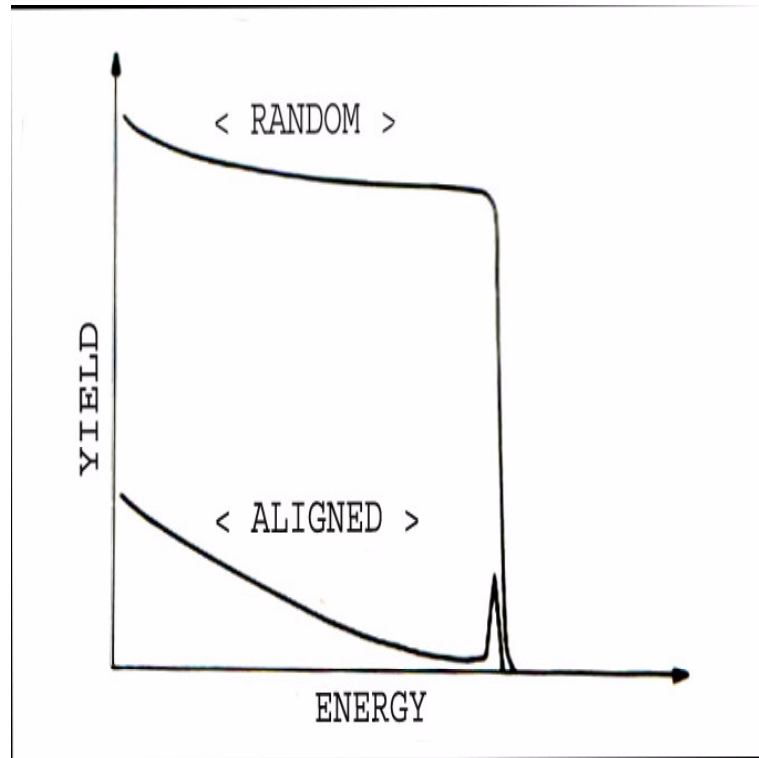


Figure 1-9: Spectres d'énergie obtenus avec un faisceau canalisé(Aligned) et non canalisé(Random)

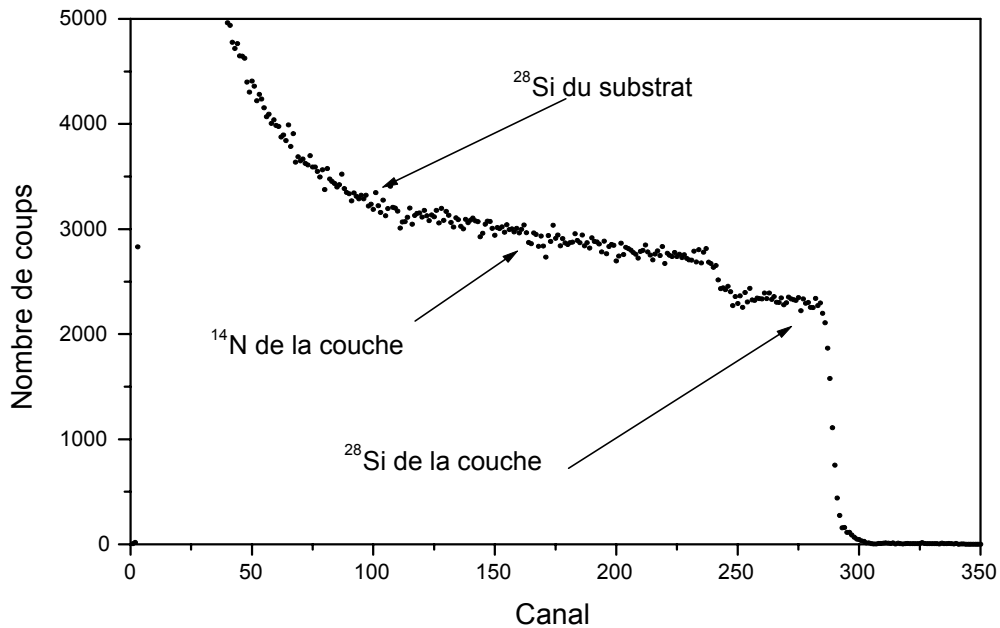


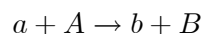
Figure 1-10: Spectre RBS sur une couche de nitrure de silicium contenant 9% d'azote.

donc mauvaise pour les éléments légers .

Sur le spectre RBS de la (Fig1-11), enregistré sur une couche de  $(Si O_2)$ , le signal dû à l'oxygène est visible rendant son analyse possible.

## 1.2 NRA (Nuclear Reaction Analysis)

Le principe de la NRA est la production d'une réaction nucléaire. Celle-ci fait intervenir une voie d'entrée qui est constituée des noyaux de la cible et du projectile et d'une voie de sortie qui est constituée des différents résultats possibles de la réaction. On distingue principalement deux mécanismes de réactions nucléaires. Les réactions directes qui ne font intervenir qu'une partie des nucléons de la voie d'entrée:



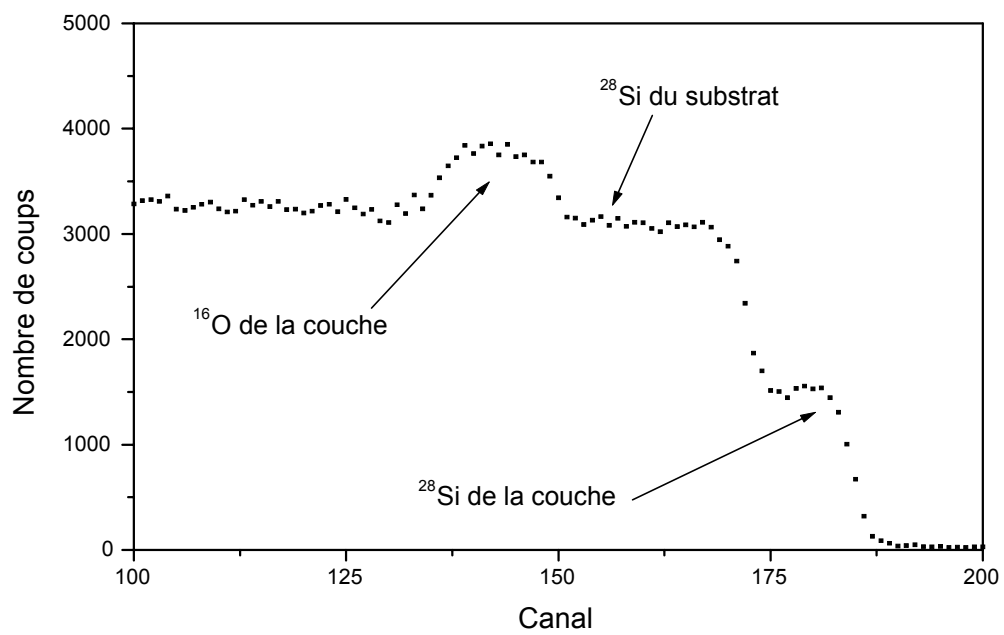
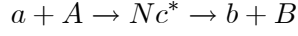


Figure 1-11: Spectre RBS sur une couche d'oxyde de silicium. Le signal d'oxygène est visible.

et les réactions passant par un noyau composé ( $Nc^*$ ) qui au contraire font intervenir la totalité des nucléons de la voie d'entrée



On écrit généralement  $A(a,b)B$  où  $a$  est le projectile,  $A$  la cible,  $b$  l'élément détecté et  $B$  le noyau de recul. On dit également que la réaction  $(a,b)$  a eu lieu sur l'élément  $A$ . La physique nucléaire s'intéresse à une réaction nucléaire donnée [12] en mesurant sa section efficace qui l'aidera à comprendre son mécanisme dans le but de remonter au comportement de la matière nucléaire [13] [14], des différents schémas de niveaux du noyau et au potentiel nucléaire. En analyse par réactions nucléaires, ce qui importe de connaître ce sont la section efficace et le bilan de la réaction. Ces deux quantités sont particulièrement intéressantes pour avoir des spectres exploitables. Le bilan d'une réaction est défini par:

$$Q = (m_b + m_B)c^2 - (m_a + m_A)c^2 \quad (1.16)$$

Lorsque les masses sont données en  $uma$ ,  $c^2=931.5MeV \cdot uma^{-1}$ . La NRA contrairement à la RBS qui présente une limitation en résolution en masse [15], a l'avantage de sonder des éléments légers jusqu'à l' $^1H$  et même des isotopes d'éléments légers. Il est à noter cependant que les sections efficaces des réactions nucléaires non résonnantes ne sont pas très importantes, rendant le temps de comptage long. On est donc tentés d'augmenter le courant incident mais ceci aura malheureusement pour effet d'augmenter l'empilement [16]. Le deuton est très largement utilisé comme projectile en NRA. Etant donnée sa faible énergie de liaison, nous pouvons avoir des diffusions élastiques  $(d,d)$ , des réactions  $(d,p)$ ,  $(d,n)$  et  $(d,\alpha)$ . Augmenter le parcours des particules incidentes en augmentant l'angle d'incidence  $\theta_1$  améliore également la résolution en profondeur mais jusqu'à un certain degré où les effets cinématiques contribuent au contraire à la dégrader [17]. L'existence de résonances en réactions nucléaires est également intéressante puisqu'elle permet de reproduire des profils de concentration avec une bonne résolution en profondeur. Un spectre NRA exploitable doit contenir des pics les plus éloignés possibles du spectre de rétrodiffusion et de toute réaction parasite. Un chevauchement de signaux dû à un proton et un alpha peut être évité suivant l'intérêt porté à la réaction en question. Diminuer

la région déplétée du détecteur [18] aura pour effet de ne pouvoir arrêter et donc de ne pas détecter le proton, alors que placer un absorbant sur le trajet des particules suffirait à arrêter les alpha d'une part et l'empilement d'autre part [19]. La réaction ayant un bilan et une section efficace la plus élevée sera donc la plus adéquate à l'étude. On citera par ailleurs l'intérêt de la réaction  $^{14}\text{N}(d, n)$  qui possède une section efficace beaucoup plus importante que  $^{14}\text{N}(d, p_i)$  [20]. Pour ce qui est de l'hydrogène, élément intéressant notre travail les réactions connues pour avoir une bonne sensibilité et résolution en profondeur sont les résonances  $^1\text{H}(^{15}\text{N}, \alpha\gamma)^{12}\text{C}$  à 6.4MeV,  $^1\text{H}(^{19}\text{F}, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$  à 6.4MeV ou 16.5MeV [21]. Comme l'accélérateur ne peut délivrer une énergie supérieure à 3.75MeV, nous ne pouvions utiliser ces deux réactions. On citera tout de même la référence [22] qui a pu remonter au dosage de l'hydrogène dans du silicium hydrogéné en utilisant la RBS et ce à travers la largeur du signal dû au silicium. Cette possibilité suppose une quantité d'hydrogène supérieure à 10% et nos échantillons ne contenaient pas uniquement du silicium. C'est donc la technique ERDA que nous avons utilisée pour l'analyse de l'hydrogène.

### 1.3 ERDA (Elastic Recoil Detection Analysis)

La technique d'analyse par détection des noyaux de recul (ERDA) a été introduite en 1976 par L'Ecuyer et al [23]. Ce groupe montra la possibilité de dosage d'éléments légers par un faisceau de 30MeV de  $^{35}\text{Cl}$  [24]. En 1979, Peercy et al [25] ont pu doser l'hydrogène avec un faisceau d'alpha. L'ERDA est basée sur l'interaction élastique entre le projectile et la cible tout comme la RBS. La différence réside dans le fait que ce sont les noyaux de recul qui sont détectés et non les projectiles. En effet, lors d'une collision élastique entre un projectile de masse  $M_1$ , d'énergie  $E_0$  avec une masse  $M_2$  au repos, deux cas cinématiques possibles ont lieu:

*1<sup>er</sup> Cas:* Les deux masses sont diffusées aux angles avant ( $\theta < 90^\circ$ ) (Fig1-12).

*2<sup>eme</sup> Cas:* Le projectile est rétrodiffusé ( $\theta > 90^\circ$ ) tandis que le noyau cible qui est plus lourd est diffusé aux angles avant (Fig1-13).

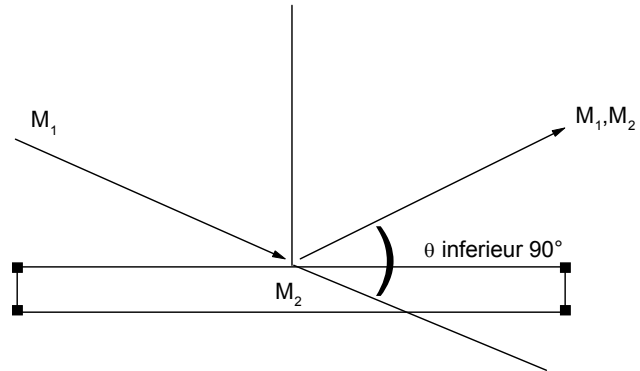


Figure ~1-12: 1<sup>er</sup> cas : Schéma du principe de la technique (ERDA)

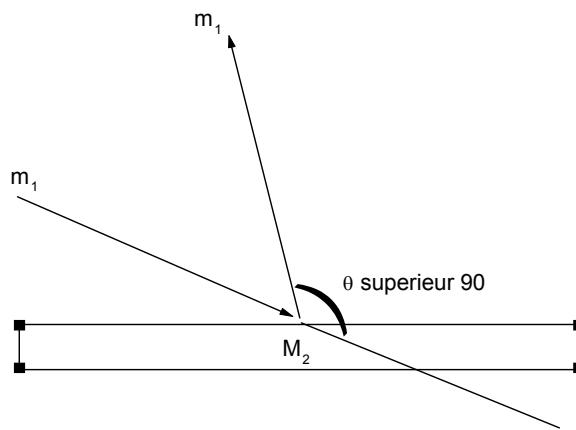


Figure ~1-13: 2<sup>eme</sup> cas : Schéma du principe de la technique RBS

Lorsqu'on se met en position de détection aux angles arrières ( $2^{eme} cas$ ), on est en position RBS. Lorsqu'on se place aux angles avants ( $1^{er} cas$ ), c'est en position ERDA que l'on est. En ERDA donc, le spectre des noyaux de recul apparaît en même temps que le spectre de diffusion. Pour éviter de noyer le signal d'intérêt dans celui-ci, vue l'importance de la section efficace de diffusion aux angles avants (équation: 1.11) et d'éviter la détérioration du détecteur en présence d'éléments lourds [26] d'autre part, un absorbant placé avant le détecteur sert à arrêter les particules diffusées pour ne laisser passer que les noyaux de recul. L'épaisseur de l'absorbant doit donc être au moins égale au parcours des projectiles et inférieure au parcours de l'élément de recul objet de l'étude. L'état de surface de l'absorbant est également important pour une meilleure résolution en profondeur[27]. Une attention particulière doit être de mise pour éviter une éventuelle canalisation dans le cas où l'absorbant utilisé est cristallin [28]. L'ERDA est intéressante puisqu'elle permet également de détecter des éléments plus légers que le projectile. Dans ce cas précisément, l'existence d'un angle de diffusion maximal donné par  $\arcsin(\frac{M_2}{M_1})$ , ne requiert plus d'absorbant.

L'énergie du noyau de recul à la surface de la couche (Fig1-14) est donnée par

$$E_1 = K_r E_0 \quad (1.17)$$

Le facteur  $K_r$  est donné par:

$$K_r = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} \cos^2 \theta \quad (1.18)$$

L'énergie du noyau de recul lorsque le projectile a traversé une épaisseur  $x$  est donnée par

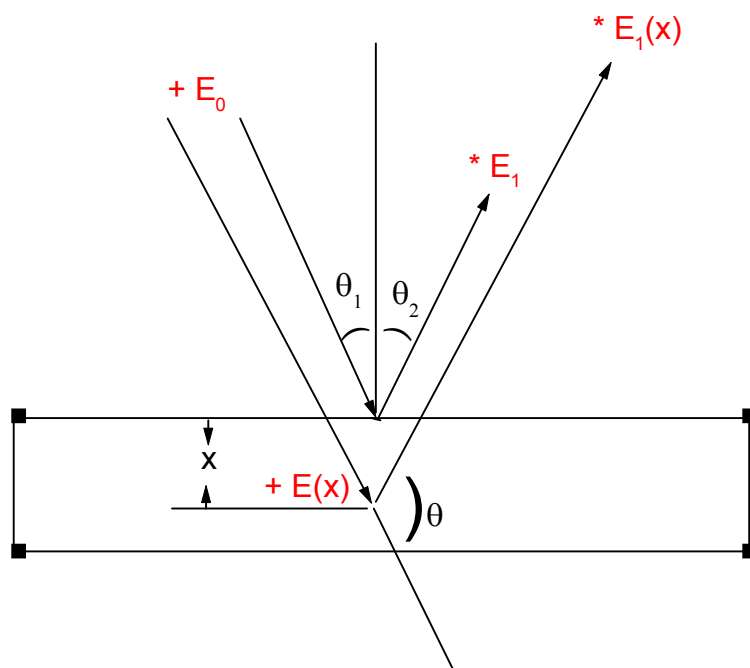
$$E_1(x) = \left( E_0 - \frac{dE}{dx} \Big|_{E_{All}} \frac{x}{\cos \theta_1} \right) K_r - \frac{dE}{dx} \Big|_{E_{Ret}} \frac{x}{\cos \theta_2} \quad (1.19)$$

Cette équation est identique à l'équation (1.4) sauf que

$\frac{dE}{dx} \Big|_{E_{All}}$ : le pouvoir d'arrêt moyen du projectile sur le trajet aller.

$\frac{dE}{dx} \Big|_{E_{Ret}}$ : le pouvoir d'arrêt moyen du noyau de recul.

Le noyau de recul sera détecté avec une énergie



Figure~1-14: Schéma experimental de l'ERDA. + est le projectile, \* est le noyau de recul.

$$E(x) = E_1(x) - \Delta E_{abs} \quad (1.20)$$

Où  $\Delta E_{abs}$  est la perte d'énergie dans l'absorbant. Lorsque la réaction entre le projectile et la cible est coulombienne, la section efficace différentielle de recul [29] à une énergie  $E$  est donnée par:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{[Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2)]^2}{[2 M_2 E]^2 \cos^3 \theta} \quad (1.21)$$

Les énergies incidentes utilisées en ERDA avec un faisceau d'alpha rendent possible la pénétration de la barrière coulombienne. De ce fait, les sections efficaces ne sont plus purement coulombiennes. Une attention particulière est de mise cependant afin que l'ERDA ne devienne pas une méthode destructive. En effet, bombarder par des éléments lourds peut induire des dépletions qui fausseraient toute l'analyse [30].

## Chapitre 2

# Dispositif expérimental

Dans ce chapitre, nous décrivons le dispositif expérimental et les cibles que nous avons analysées.

### 2.1 Le dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé dans les techniques d'analyse par faisceaux d'ions est classique. Il est composé d'un accélérateur d'ions, d'une chambre à réactions et d'une chaîne de détection. Nos travaux ont été élaborés auprès de l'accélérateur Van de Graaff 3.75Mev du C.O.M.E.N.A. (Commissariat à l'énergie atomique) d'ALGER qui offre trois extensions (Fig2-1). Une utilisée pour les cibles gazeuses, la seconde pour la canalisation et la troisième pour les cibles solides. Les particules chargées sont produites dans une source gazeuse. Elles sont accélérées, déviées par un aimant puis focalisées par un quadripôle magnétique. Le faisceau passe par des diaphragmes pour limiter sa dispersion angulaire. La surface du faisceau sur nos échantillons est de l'ordre de  $1\text{mm}^2$ . La chambre à réaction a 50cm de diamètre. Elle contient deux plateaux tournants qui supportent les détecteurs. Au centre de la chambre est placé le porte échantillons qui peut être manipulé de l'extérieur sans avoir à ouvrir la chambre. Nous pouvons lui imposer un mouvement vertical de translation, et une rotation autour de l'axe du porte échantillon (Fig2-2). Le vide que nous obtenons est réalisé par des pompes à diffusions. Le vide primaire atteint  $10^{-3}\text{torr}$  suivi d'un secondaire meilleur que  $10^{-5}\text{torr}$ . L'énergie du faisceau peut être connue à 0.1% grâce au flux-mètre à la mesure du champ magnétique (principe de résonance magnétique). Après étalonnage, nous déduisons l'énergie des particules délivrées

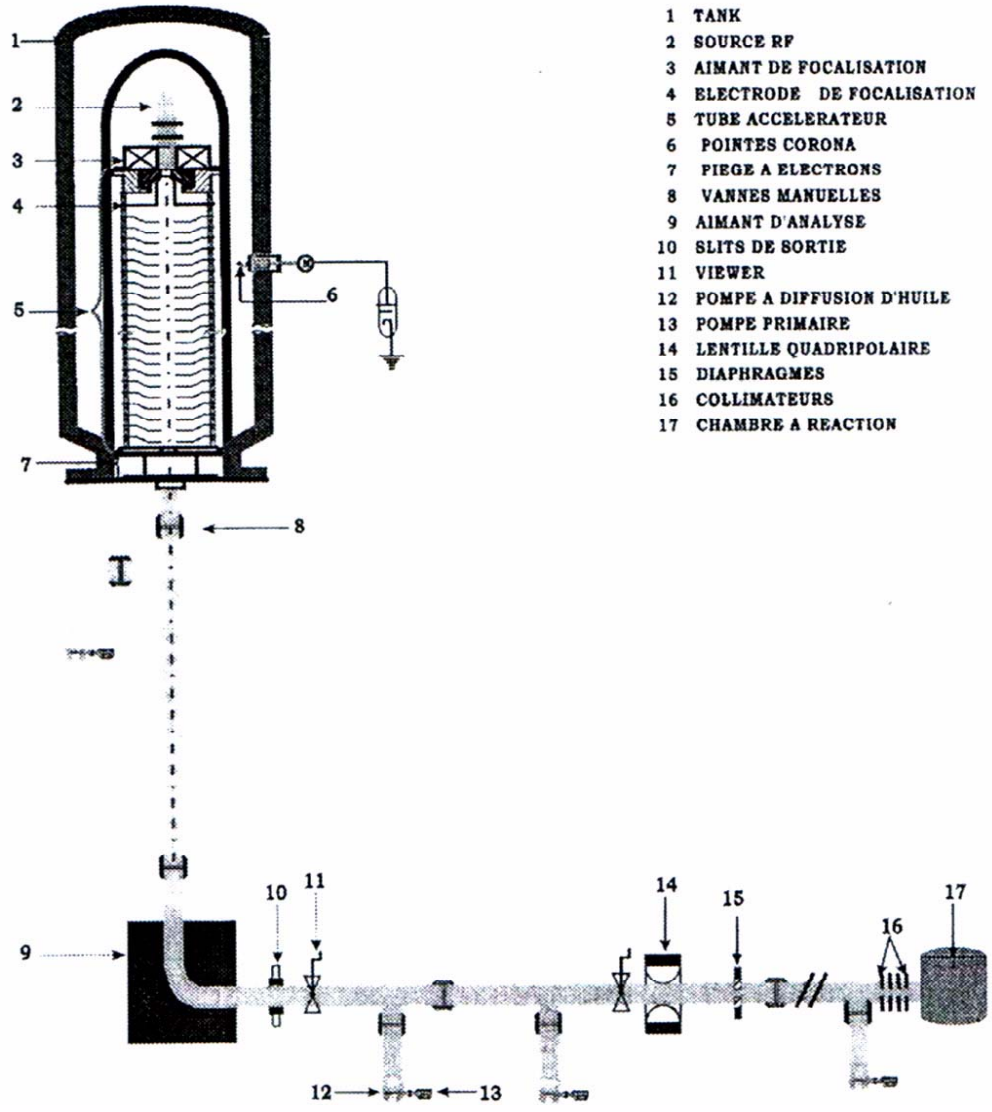


Figure 2-1: Schéma de l'accélérateur Van de Graaf

par l'accélérateur. La chaîne de détection comporte les éléments classiques suivants:

### **2.1.1 Le détecteur**

Un détecteur est caractérisé par la résolution en énergie qui est le pouvoir de séparer deux pics d'énergie différentes. La résolution des détecteurs que nous avons utilisés était de l'ordre de 20keV et 15keV, ayant une surface de 25mm<sup>2</sup> et une zone sensible de 300μm. La deuxième caractéristique est l'efficacité qui est le rapport entre le nombre d'impulsions détectées et celles émises dans l'angle solide de détection. Les détecteurs à barrière de surface présentent une efficacité proche de un.

### **2.1.2 Le préamplificateur**

Le deuxième élément de la chaîne de détection est le préamplificateur. Il permet de maintenir la proportionnalité entre la charge induite par la radiation incidente et l'amplitude du signal électrique. Il tient également le rôle d'adaptateur d'impédance entre le détecteur et l'amplificateur.

### **2.1.3 L'amplificateur**

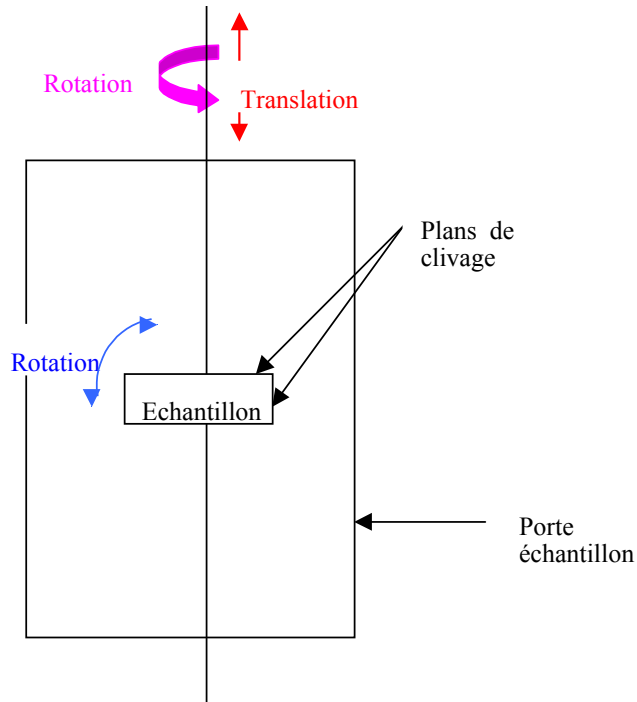
L'amplificateur assure l'amplification et la mise en forme du signal. Ceci consiste à transformer la forme exponentielle de l'impulsion délivrée par le préamplificateur en gaussienne plus facilement traitée électroniquement.

### **2.1.4 Une carte d'acquisition**

Elle permet de digitaliser et réaliser l'enregistrement du spectre.

## **2.2 Les cibles**

Nous avons eu à analyser cinq couches minces, une couche en silicium-germanium, trois couches de nitrure de silicium hydrogénée préparées par le laboratoire de recherche Couches Minces et Semiconducteurs de la faculté de physique à l'USTHB. Les quatre couches ont été déposées par la technique de pulvérisation DC-magnétron. Il s'agit de pulvériser la cible contenant l'élément



Figure~2-2: Shéma du porte échantillon.

que l'on veut déposer sur le substrat, le silicium et le germanium dans notre cas. La pulvérisation s'est faite au moyen d'un plasma d'argon [33]. L'hydrogène et l'azote à l'état gazeux sont introduits au cours de la pulvérisation. Le dépôt est produit à basses températures rendant la structure des couches amorphe. Nous nous sommes également intéressés à une couche  $\text{SiO}_x$  préparée par l'oxydation sous atmosphère humide. Le substrat est dans tous les cas du silicium monocristallin. Nous avons pris soin d'incliner légèrement les échantillons lors du collage sur le porte échantillon afin d'éviter la canalisation dans les plans (110) (Fig2-2).

### 2.3 Dispositif expérimental en ERDA

Les couches de nitrure de silicium hydrogénées ont été bombardées par un faisceau d'alpha de 3MeV. L'absorbant que nous avons utilisé est le (Polyéthylène-terephthalate:  $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$ ) plus

connu sous le nom de mylar et très largement utilisé dans l'industrie [34]. Il a été fixé sur un diaphragme vissé sur la fenêtre du détecteur placé à  $30^\circ$  par rapport au faisceau incident. Le mylar arrête le silicium et l'azote de recul ainsi que les  $\alpha$  diffusés. De ce fait, le spectre ERDA ne contient que l'hydrogène de recul, rendant la normalisation impossible. C'est alors que nous avons élaboré un dispositif original qui consiste à percer une mince ouverture dans l'absorbant. Cette ouverture en laissant passer une partie du spectre de diffusion des  $\alpha$  nous permet alors de nous affranchir de la mesure du courant incident ainsi que l'angle solide.

## Chapitre 3

# Résultats expérimentaux

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats obtenus lors de l'étude des couches décrites précédemment, à travers les trois techniques. Afin de comparer l'efficacité de chacune des méthodes, nous avons résumé dans un tableau relatif à chacune d'elles les données que nous en avons déduites. Nous avons testé nos résultats sur le code de calcul (VRBS)[35]. Le VRBS est un programme qui simule les spectres de rétrodiffusion et ERDA. Les sections efficaces disponibles sont de Rutherford. Pour la NRA, nous nous sommes contentés de simuler le spectre de rétrodiffusion. Ceci par contre suppose que les sections efficaces de diffusion élastique (d,d) soient de Rutherford. La théorie que nous avons présentée au chapitre1 suppose également les diffusions simples. La particule incidente subit une perte d'énergie purement électronique et une seule collision avec un noyau avant d'être détectée. C'est également le principe du VRBS. La simulation consiste à introduire les conditions expérimentales qui incluent la géométrie de l'expérience d'une part et toutes les caractéristiques du projectile (son numéro atomique, nombre de masse, sa charge ainsi que son énergie). Le code utilise la charge reçue par la couche, l'angle solide et la résolution du détecteur. La composition de la couche introduite, le VRBS la divise en petites tranches dont il calculera le rendement en le convoluant à la résolution du détecteur. Le VRBS peut également simuler les effets du straggling. Les pouvoirs d'arrêt utilisés sont ceux du TRIM85.

Nos résultats ont tous été déduits de la normalisation sur la hauteur ( $H_{Si}$ ) du spectre correspondant à la diffusion sur les atomes du substrat. Nous l'avons estimée en traçant deux droites, l'une étant le prolongement du signal (Fig3-1) et l'autre une perpendiculaire qui passe par le

front de montée du silicium de la couche. L'intersection des deux droites est la hauteur recherchée. Cette estimation est entachée d'erreurs provenant de trois facteurs, la droite que nous traçons à partir du substrat, la statistique et enfin (qui est la plus importante) la canalisation.

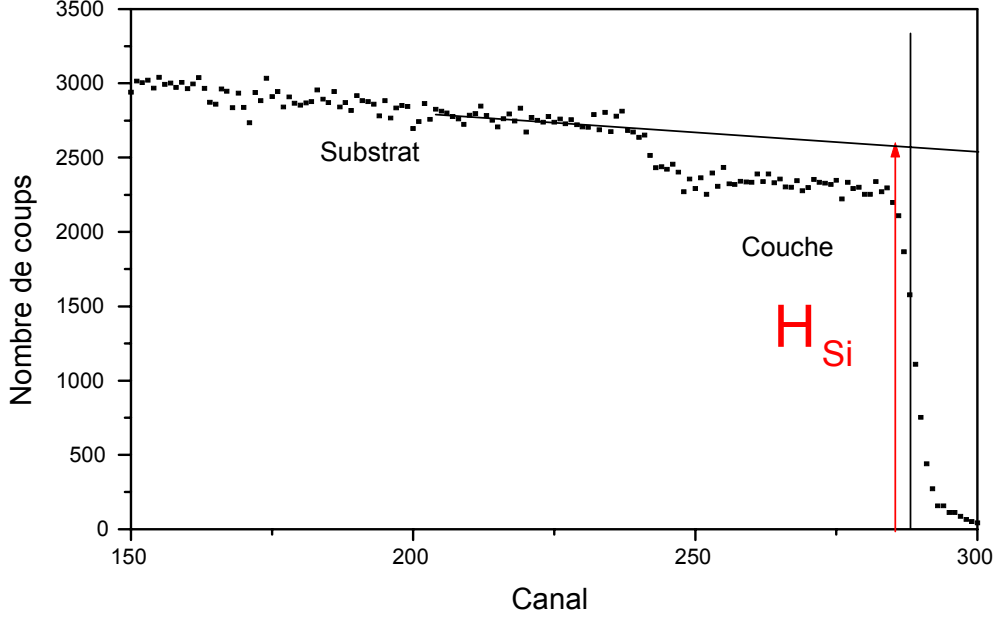


Figure 3-1: Détermination de la hauteur du substrat

Effectivement, le substrat étant de structure cristalline, une attention particulière doit être portée pour éviter ce cas de figure (canalisation). Le rendement de rétrodiffusion dans un cristal est toujours différent du rendement du même solide qui possède la même densité atomique (Fig1-8). Nous avons estimé l'erreur provenant de la canalisation à 5%.

La densité surfacique d'un élément (i) est d'après les équations (1.1) et (1.8) donnée par:

$$N_i \Delta x = \frac{A_i}{H_{Si}} \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega} |_{p/Si}}{\frac{d\sigma}{d\Omega} |_{p/i}} \frac{(N_{Si})_p \delta E}{\left( \frac{K}{\cos \theta_1} \frac{dE}{dx} \Big|_{E_0} + \frac{1}{\cos \theta_2} \frac{dE}{dx} \Big|_{K E_0} \right)} \quad (3.1)$$

Dans cette équation  $\frac{d\sigma}{d\Omega} |_{p/Si}$  est la section efficace du projectile (p) sur le silicium évaluée à l'énergie incidente.  $\frac{d\sigma}{d\Omega} |_{p/i}$  est la section efficace du projectile sur l'élément (i). Celle-ci est évaluée

suivant les deux approximations en énergie de surface (équation 1.6) et moyenne (équation 1.7). Les résultats obtenus dans le cadre de ces deux approximations ont été comparés à ceux de la simulation pour estimer les erreurs d'analyse. L'aire sous le signal dû à la rétrodiffusion sur le silicium de la couche a été calculée en l'ajustant par deux fonctions "erreur" que nous avons appelée "derf" (Voir Annexe). Cette fonction permet la détermination précise des fronts de montée et de descente ainsi que la hauteur du signal. Le rapport de densité entre deux éléments  $i$  et  $j$  est donné par l'équation:

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{A_i}{A_j} \frac{\sigma_j}{\sigma_i} \quad (3.2)$$

ou  $\sigma_i, \sigma_j$  sont respectivement la section efficace différentielle sur les éléments  $i$  et  $j$

## 3.1 RBS

### 3.1.1 La couche ( $\text{SiGe}_x$ )

L'aire sous le signal dû à la diffusion sur le germanium a été calculée en l'ajustant par deux fonctions erreur qui génèrent une fonction que nous avons appelée "pavé" (Voir Annexe). Les quantités obtenues ont été introduites dans le code de calcul (VRBS). Les deux spectres RBS représentés sur la (Fig3-2) ont été enregistrés sur la couche de ( $\text{SiGe}_x$ ) en deux différents points d'impact distants de 4mm avec des alpha de 2MeV. Nous avons préalablement pris soin de les normaliser à la même hauteur du substrat. Nous remarquons clairement que les deux spectres ne sont pas superposables.

Les spectres de la (Fig3-3) montrent les simulations obtenues par le VRBS sur les deux différents points d'impact. Le rapport  $\frac{N_{\text{Si}}}{N_{\text{Ge}}}$  a été estimé sur l'un des spectres à 3.81 avec une erreur de 2% et à 3.09 avec une erreur de 3%. Ces deux rapports obtenus traduisent bien les différences observées sur la (Fig3-2), qui prouvent l'inhomogénéité latérale des couches élaborées par la méthode DC-magnétron. Les quantités d'oxygène et de carbone sont déduites de la simulation elle-même. Nous n'avons pas tenu compte lors de la simulation de la présence de l'hydrogène, de ce fait, les erreurs commises sur les concentrations en carbone et oxygène sont importantes.

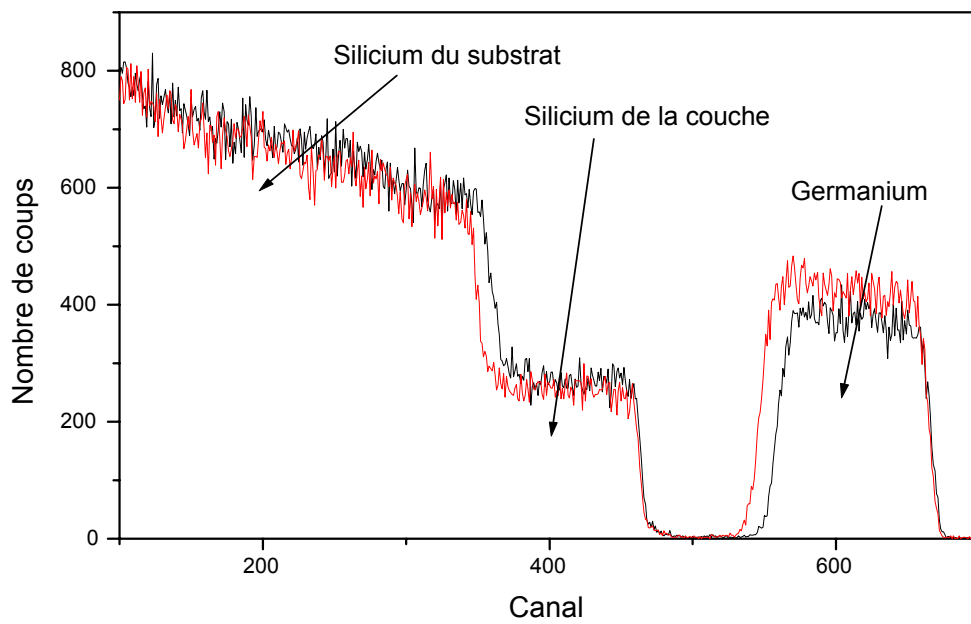


Figure 3-2: Spectres RBS (normalisés) obtenus sur la couche ( $\text{SiGe}_x$ ) en deux différents points d'impact distants de 4mm.  $E_\alpha = 2\text{MeV}$ ,  $\theta = 160^\circ$

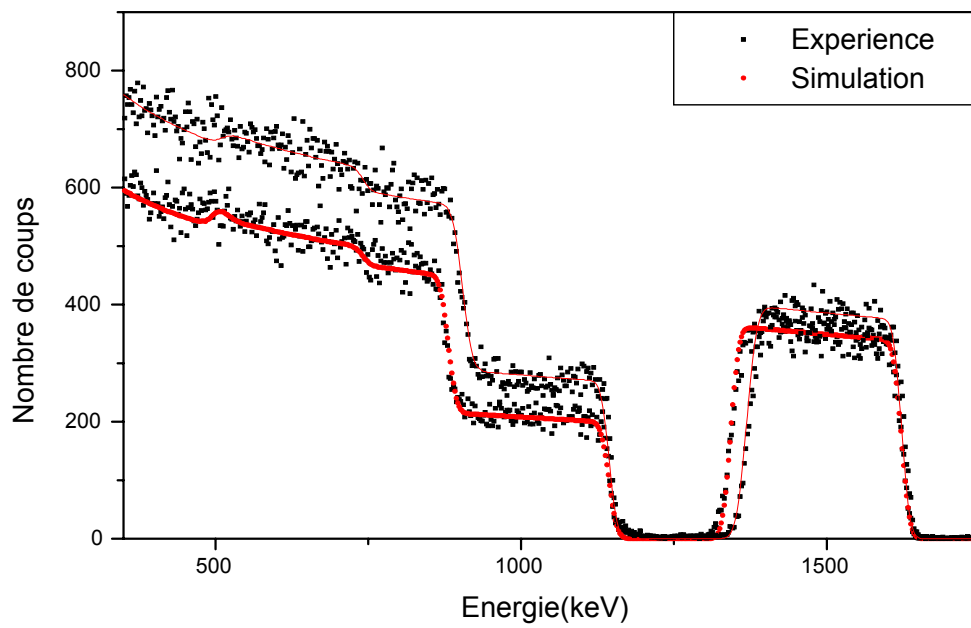


Figure 3-3: Spectres RBS simulés sur la couche ( $\text{SiGe}_x$ ) en deux différents points d'impact distants de 4mm.  $E_\alpha = 2\text{MeV}$ ,  $\theta = 160^\circ$

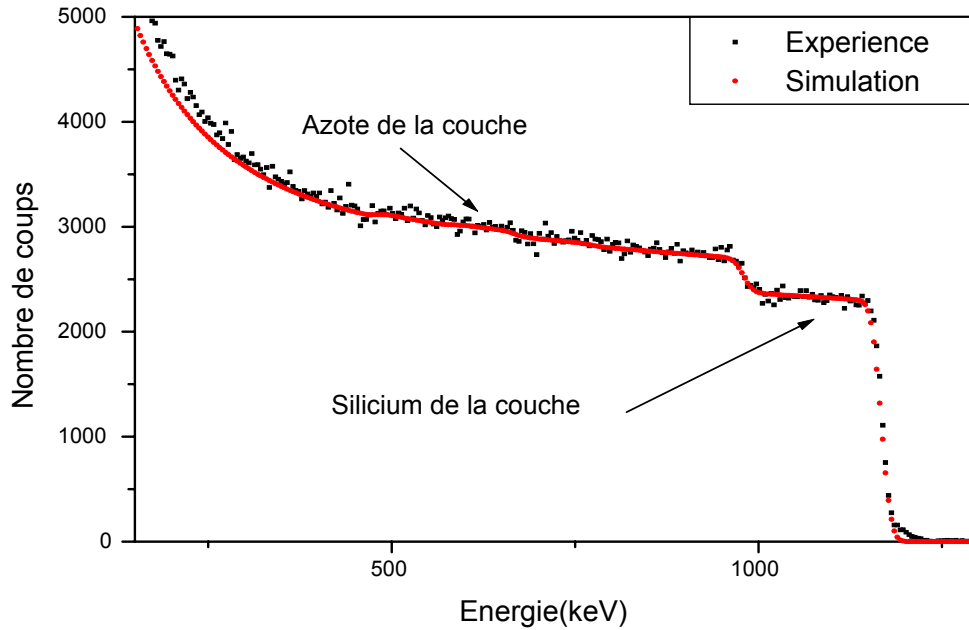


Figure 3-4: Spectre RBS obtenu sur la  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_1$ .  $E_\alpha = 2\text{MeV}$ ,  $\theta = 150^\circ$

### 3.1.2 Les couches $(\text{SiN}_x\text{H}_y)$

Sur la (Fig3-4), nous représentons le spectre expérimental RBS simulé sur la première couche de nitrure de silicium hydrogénée qu'on notera  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_1$ . On observe clairement que le signal dû à la diffusion sur l'élément léger  $^{14}\text{N}$  dans ce cas n'est pas visible puisqu'il se superpose sur celui du silicium du substrat. C'est comme indiqué en (chapitre1), les limites de la RBS.

Dans la (Fig3-5) est représenté un spectre RBS sur la deuxième couche de nitrure de silicium hydrogénée qu'on notera  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_2$ . Contrairement au spectre de la  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_1$ , le signal dû à la diffusion sur l'azote est visible dans ce cas. Nous avons donc pu déterminer le rapport  $\frac{N_N}{N_{\text{Si}}}$ . Les quantités de silicium et d'azote obtenues par le calcul n'ont pu être reproduites en même temps que la hauteur du substrat. Ceci est causé par l'effet de canalisation qui n'est pas pris en compte par le programme (VRBS). Nous nous sommes donc contentés de reproduire les signaux dûs à la couche en conservant le rapport  $\frac{N_N}{N_{\text{Si}}}$ . Autre caractéristique des couches élaborées par

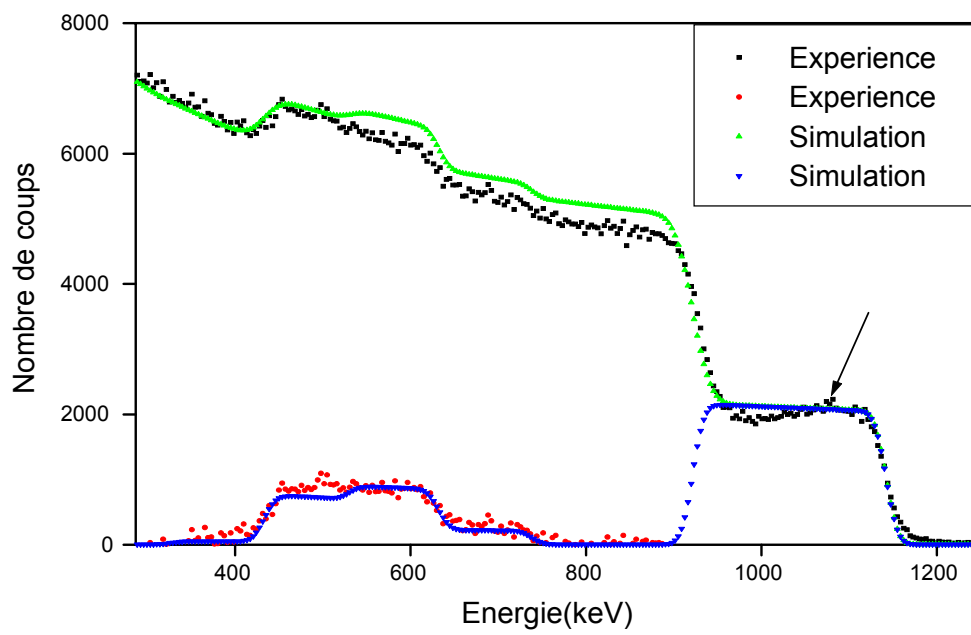


Figure 3-5: Spectre RBS obtenu sur la  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_2$ .  $E_\alpha = 2.013\text{MeV}$ ,  $\theta = 165^\circ$

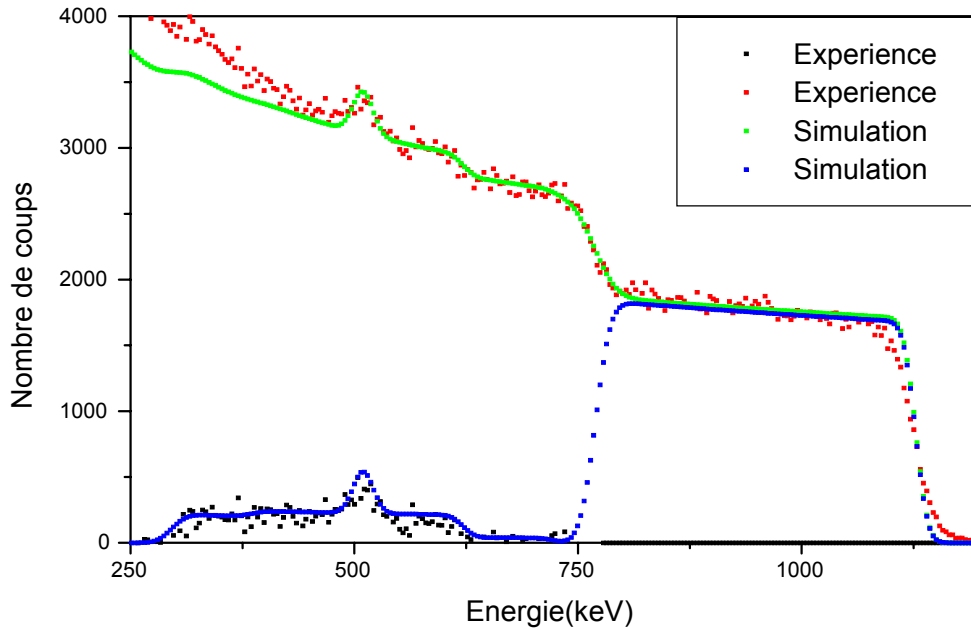
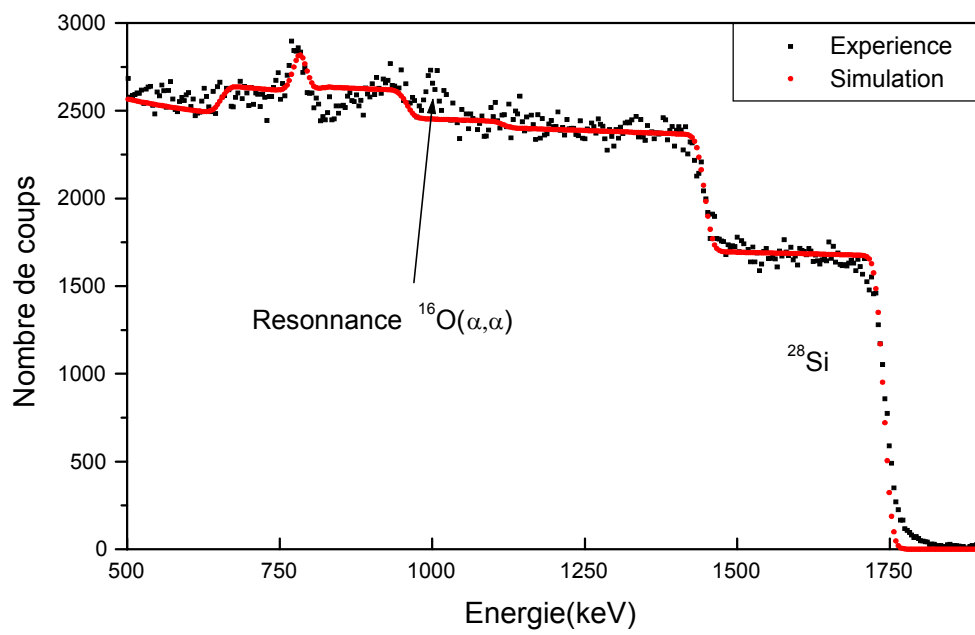


Figure 3-6: Spectre RBS obtenu sur la  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_3$ .  $E_\alpha = 2\text{MeV}$ ,  $\theta = 165^\circ$

la DC-magnétron apparaît dans ce spectre qui est l'inhomogénéité en profondeur. Ceci se voit sur le signal du silicium de la couche à travers la bosse indiquée par une flèche sur la (Fig3-5).

Sur la couche  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_3$ , nous avons enregistré un spectre RBS avec des alpha de 2MeV (Fig3-6) et de 3 MeV (Fig3-7). La couche est également reproduite par le VRBS de manière satisfaisante à 2MeV. Nous remarquerons l'existence d'un pic sur le signal de l'azote. Ce pic est attribué au carbone qui est déposé sur la surface de la couche par "cracking". Le décalage sur le spectre de la (Fig3-6) autour de 400keV est attribué aux diffusions multiples [36]. En effet, la théorie présentée dans le chapitre1 ne traite que les diffusions simples. La particule ne rencontre qu'un seul noyau avant d'être détectée. En vérité, des diffusions multiples, il en existe toujours mais elles ne contribueront réellement qu'aux longs parcours. Pour avoir un ordre de grandeur de l'épaisseur à partir de laquelle les diffusions multiples ne sont plus négligeables, nous avons bombardé une couche de silicium avec un faisceau d'alpha de 2 MeV. La simulation



Figure~3-7: Spectre RBS obtenu sur la  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_3$ .  $E_\alpha = 3.086\text{MeV}$ ,  $\theta = 165^\circ$

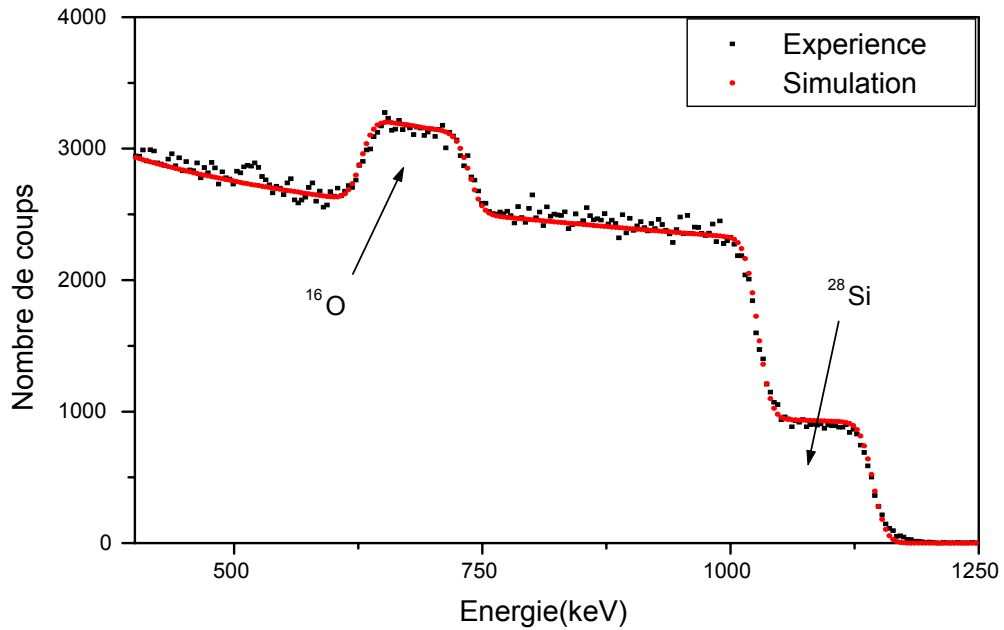


Figure 3-8: Spectre RBS obtenu sur la couche ( $\text{SiO}_x$ ).  $E_\alpha = 2.013 \text{ MeV}$ ,  $\theta = 165^\circ$

du VRBS s'écarte de 4% du spectre expérimental à partir d'une épaisseur égale à  $1.1 \mu$  sous l'effet des diffusions multiples. Celles-ci existent donc au niveau du substrat. Sur le spectre de la (Fig3-7), on remarque nettement le signal dû à la diffusion sur l'oxygène. La section efficace  $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}$  présente une résonance à 3MeV [37], [38] exhaltant ainsi le signal dû à l'oxygène.

### 3.1.3 La couche ( $\text{SiO}_x$ )

Dans la (Fig3-8) on montre un spectre RBS sur la couche ( $\text{SiO}_x$ ). Le calcul indique un rapport oxygène sur silicium égal à 1.92 avec une erreur de 7%.

Nous avons résumé les résultats obtenus sur chaque couche par la technique RBS sur le (TABLEAU.RBS.).

	(SiGe <sub>x</sub> ) <sub>1</sub>	(SiGe <sub>x</sub> ) <sub>2</sub>	(SiN <sub>x</sub> H <sub>y</sub> ) <sub>1</sub>	(SiN <sub>x</sub> H <sub>y</sub> ) <sub>2</sub>	(SiN <sub>x</sub> H <sub>y</sub> ) <sub>3</sub>	(SiO <sub>x</sub> )
<sup>28</sup> Si(10 <sup>15</sup> cm <sup>-2</sup> )	1331±10%	1287±9%	1666±8%	990±9%	2690±12%	521±9%
<sup>74</sup> Ge(10 <sup>15</sup> cm <sup>-2</sup> )	439±10%	348±9%				
<sup>14</sup> N(10 <sup>15</sup> cm <sup>-2</sup> )			174±43%	1293±21%	1200±23%	
<sup>16</sup> O(10 <sup>15</sup> cm <sup>-2</sup> )	650±70%	600±70%	< 20	330±40%	200±100%	1079±14%
<sup>12</sup> C(10 <sup>15</sup> cm <sup>-2</sup> )	650±70%	600±70%	< 2	126±100%	< 2	

TABLEAU.RBS.

### 3.2 NRA

A une énergie des deutons de l'ordre de 1.05MeV et un angle de détection  $\theta = 150^\circ$ , il existe huit groupes de protons produits par réactions (d,p) et sept groupes  $\alpha$  produits par réactions (d, $\alpha$ ) sur <sup>14</sup>N [27]. Quant à l'<sup>16</sup>O, lui correspondent deux groupes de protons et deux groupes  $\alpha$  [27]. Le pic dû à la réaction <sup>14</sup>N(d,p<sub>0</sub>) possède une énergie de 8.5MeV, et une très faible section efficace. Ceux des réactions <sup>14</sup>N(d,p<sub>1</sub>) et <sup>14</sup>N(d,p<sub>2</sub>) sont distants de 25keV qui est l'ordre de la résolution du détecteur. Ils ne sont donc pas séparables. Le proton provenant de la réaction <sup>14</sup>N(d, p<sub>3</sub>) interfère avec celui dû à la réaction <sup>16</sup>O(d,  $\alpha_0$ ). C'est également le cas pour les protons de <sup>14</sup>N(d,p<sub>6</sub>) et <sup>16</sup>O(d, p<sub>1</sub>). Le pic <sup>14</sup>N(d,p<sub>7</sub>) est proche du spectre de rétrodiffusion. L'existence de l'empilement dans cette région induit des erreurs sur la contribution de ce pic. Lorsque le spectre de rétrodiffusion n'est pas exploité, nous pouvons envisager de placer le mylar. Ainsi le pic <sup>14</sup>N(d, p<sub>7</sub>) sera nettement visible. Les pics les plus importants pour le dosage de l'azote sont le (d, p<sub>5</sub>) qui présente une section efficace relativement importante, le (d, $\alpha_1$ ) car il pousse loin de tout bruit gênant ainsi que le pic (d,p<sub>1</sub>+p<sub>2</sub>). Un seul pic permet de doser le carbone, c'est le <sup>12</sup>C(d, p<sub>0</sub>). Existant également comme contaminant, le carbone dû aux huiles des pompes est déposé sur la surface des échantillons par le faisceau incident "cracking" [39]. La largeur du pic nous renseigne sur l'existence du carbone à l'intérieur de la couche[40]. En effet, la largeur du pic sur le spectre de la couche (SiO<sub>x</sub>) permet de mesurer la résolution du détecteur puisque cette couche ne contient pas de carbone. C'est de cette manière que nous avons déduit que la quantité de carbone dans les couches notées (SiNH)<sub>1,3</sub> est négligeable contrairement à la couche (SiNH)<sub>2</sub>. Quant à

l'oxygène, nous pouvons le doser grâce aux deux groupes de protons  $^{16}O(d, p_0)$  et  $^{16}O(d, p_1)$  ainsi qu'à la réaction  $^{16}O(d, \alpha_0)$ . Le bruit de fond pouvant être un problème, on trouve dans la littérature la possible analyse de l'azote et de l'oxygène par la méthode de coïncidence (p, $\gamma$ ) [41]. La canalisation s'avère également intéressante pour des couches déposées sur du silicium cristallin, qui a pour effet de diminuer la contribution des réactions  $^{28}Si(d, p)$ [42]. Les aires des pics d'intérêt ont été ajustées par des fonctions gaussiennes ou "pavé" (Voir Annexe). Le choix de l'énergie incidente des deutons est dicté par le comportement des sections efficaces. Lorsque celles-ci varient peu avec l'énergie, les calculs suivant l'approximation en énergie de surface ou moyenne sont équivalents. Les sections efficaces disponibles dans la littérature auxquelles nous nous sommes référés en ce qui concerne l'azote sont données en références [43] , [44]. On trouvera également la section efficace de la réaction  $^{14}N(d, \alpha_1)$  dans les référence [45], [46] . Celles sur le carbone et l'oxygène sont données par la référence [47]. Elles sont représentées sur les (Fig3-9→fig3-13).

### 3.2.1 Les couche ( $SiN_xH_y$ )

Sur la (Fig3-14), on montre le premier spectre enregistré sur la ( $SiN_xH_y$ )<sub>1</sub> sous incidence normale. Il indique clairement que le faisceau est canalisé, et que la couche est réellement amorphe en surface (Fig1-9). Nous avons par la suite bombardé l'échantillon sous incidence  $\theta_1 = 5^\circ$  dans l'espoir d'éviter la canalisation dans le substrat.

Une partie du spectre NRA enregistré sur la ( $SiN_xH_y$ )<sub>1</sub>est représentée Dans la (Fig3-15). Cet échantillon réfèrme peu d'azote, le seul pic exploitable est  $^{14}N(d, p_5)$  qui nous a permis d'avoir le rapport  $\frac{N_N}{N_{SI}}$ . L'oxygène existant en faible quantité, la statistique ne permet pas de l'analyser de manière précise.

Le spectre de rétrodiffusion des deutons sur la ( $SiN_xH_y$ )<sub>1</sub> est indiqué sur la (Fig3-16). On remarquera que la hauteur ainsi que la largeur du signal dû au silicium de la couche est bien reproduit, ce qui n'est pas du tout le cas pour le signal du substrat. Les diffusions multiples dans ce cas ne sont pas possibles étant donnée l'épaisseur de la couche, nous en concluons que le faisceau devait être encore canalisé. En effet, la distribution angulaire représentée par la (Fig1-8) indique que dans la région dite d'épaulement, le rendement normalisé  $\chi$  est supérieur à 1. Ceci expliquerait donc le spectre obtenu sur la (Fig3-16).

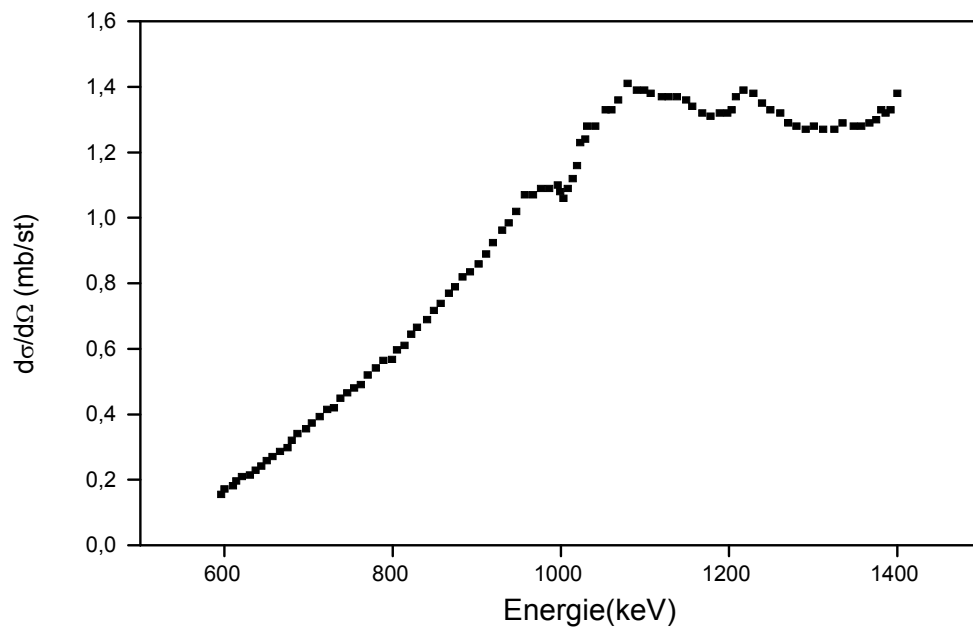


Figure 3-9: Section efficace de la réaction  $^{14}\text{N}(d, \alpha_1)$   $\theta = 150^\circ$ . [44]

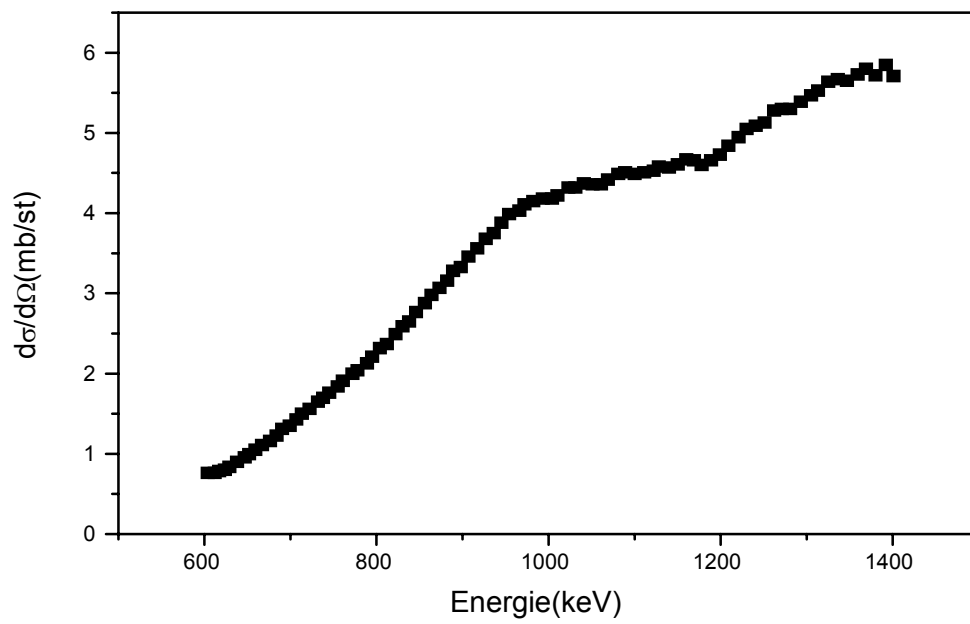
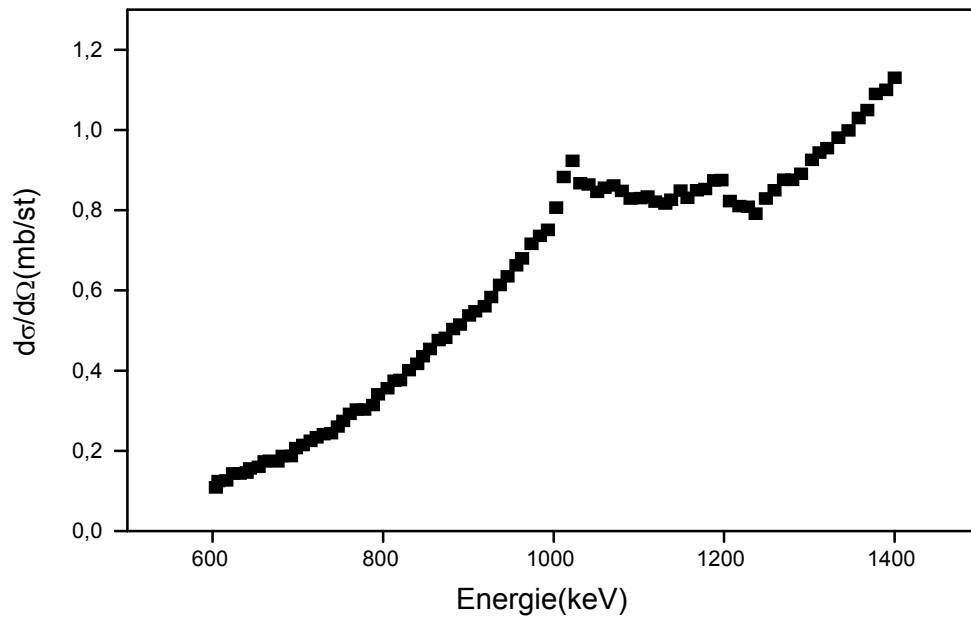


Figure 3-10: Section efficace de la réaction  $^{14}\text{N}(d, P_5)$  pour  $\theta = 150^\circ$ . [44]



Figure~3-11: Section efficace de la réaction  $^{14}\text{N}(d, p_1 + p_2) \theta = 150^\circ$ . [44].

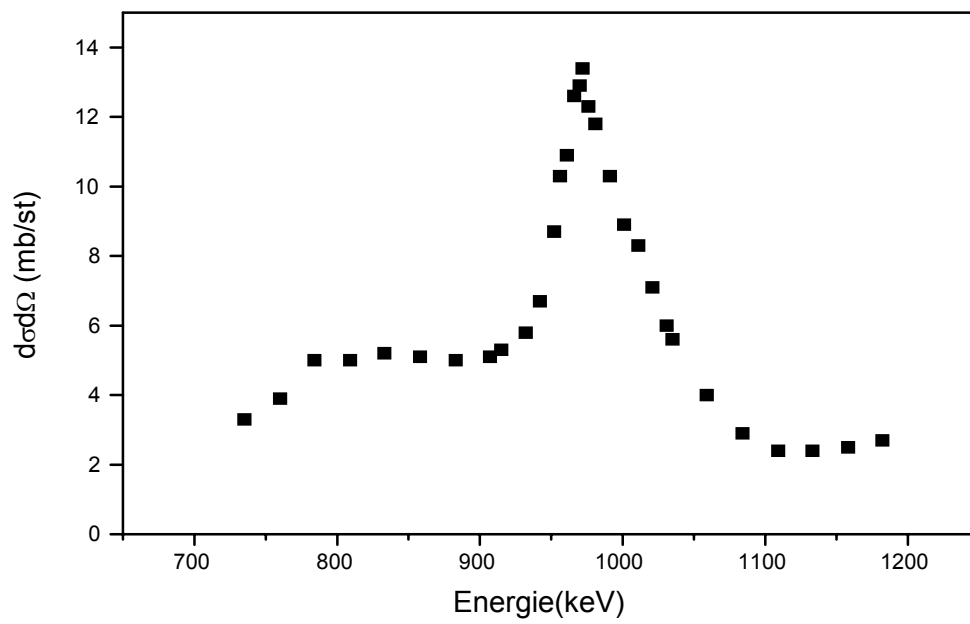
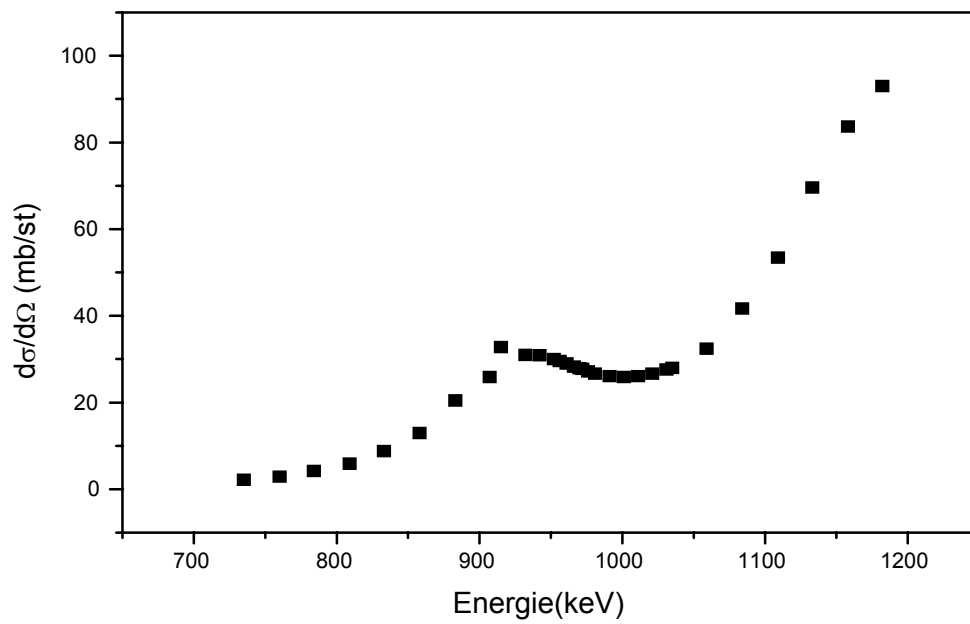


Figure 3-12: Section efficace de la réaction  $^{16}\text{O}(d, p_1) \theta = 150^\circ$ . [47].



Figure~3-13: Section efficace de la réaction  $^{12}\text{C}(d, p_0) \theta = 150^\circ$ . [47].

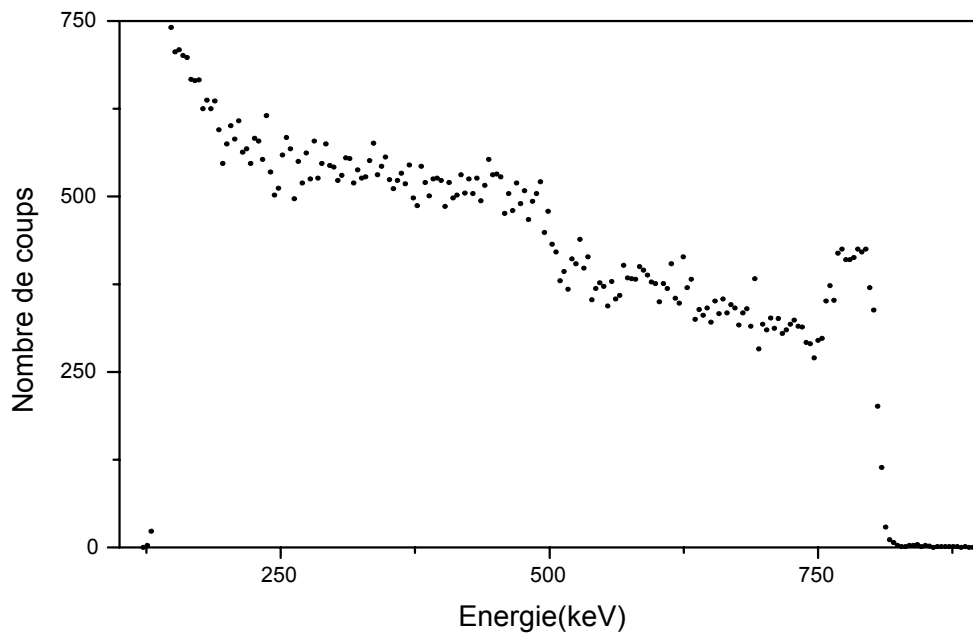


Figure 3-14: Spectre de rétrodiffusion obtenu sur la  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_1$ .  $E_d = 1.050\text{MeV}$ ,  $\theta_1 = 0^\circ$ ,  $\theta = 150^\circ$

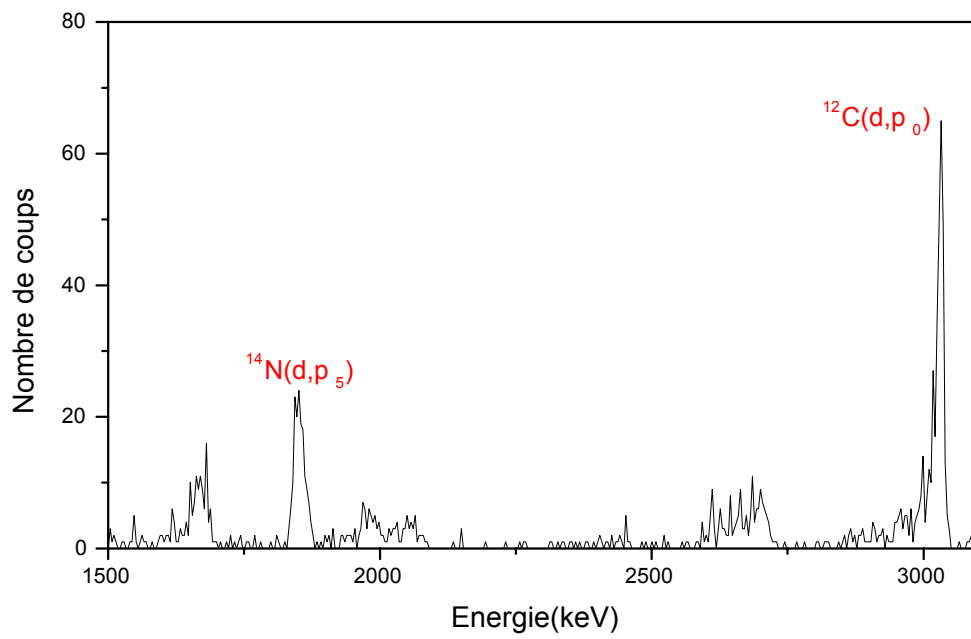


Figure 3-15: Spectre NRA obtenu sur la  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_1$ .  $E_d = 1.050\text{MeV}$ ,  $\theta_1 = 5^\circ$ ,  $\theta = 150^\circ$

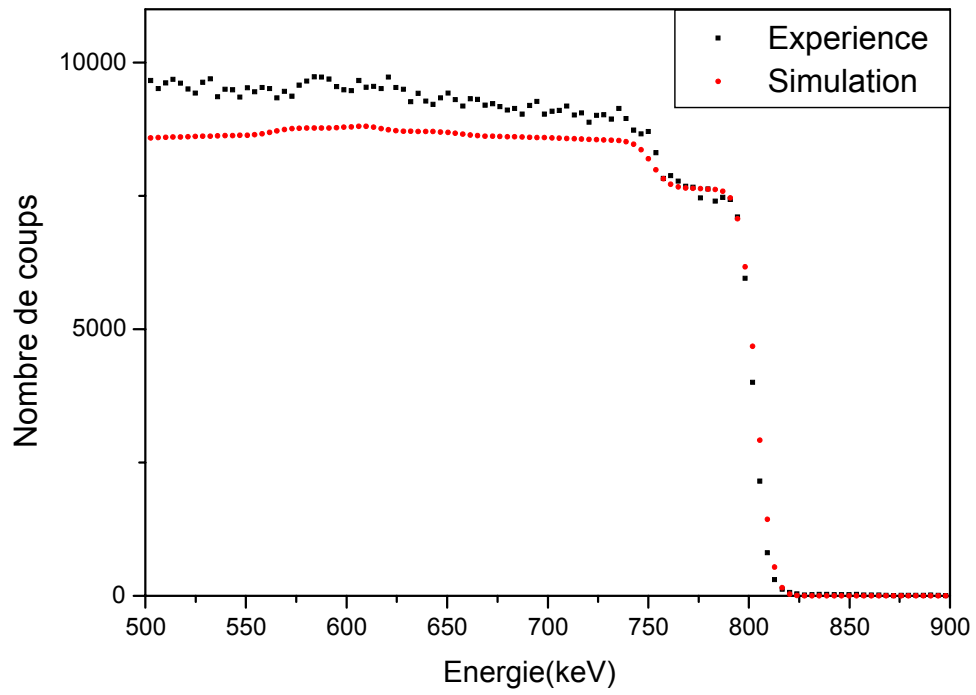


Figure 3-16: Spectre de rétrodiffusion obtenu sur la  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_1$ .  $E_d = 1.050\text{MeV}$ ,  $\theta_1 = 5^\circ$ ,  $\theta = 150^\circ$

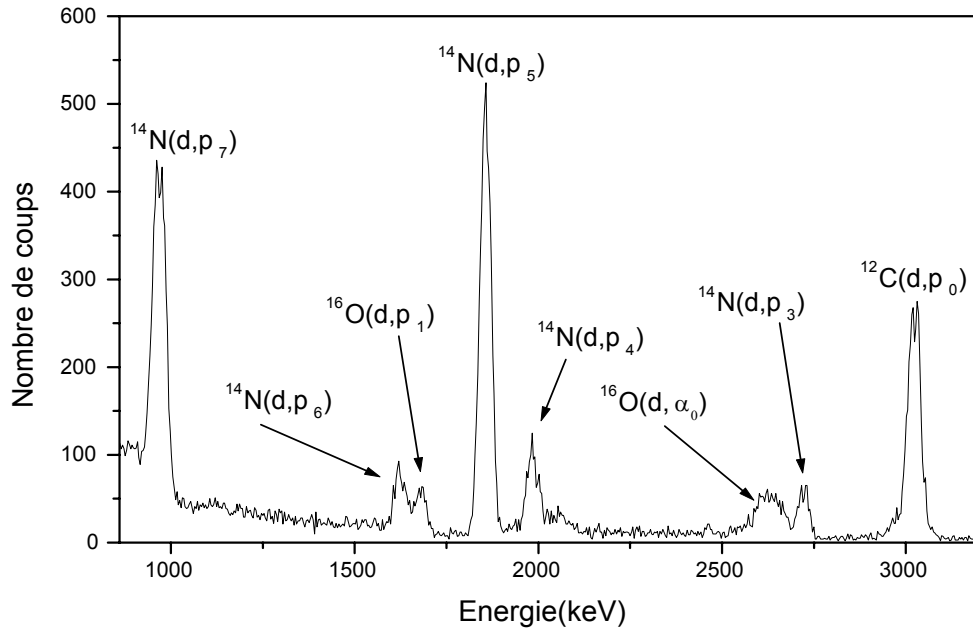
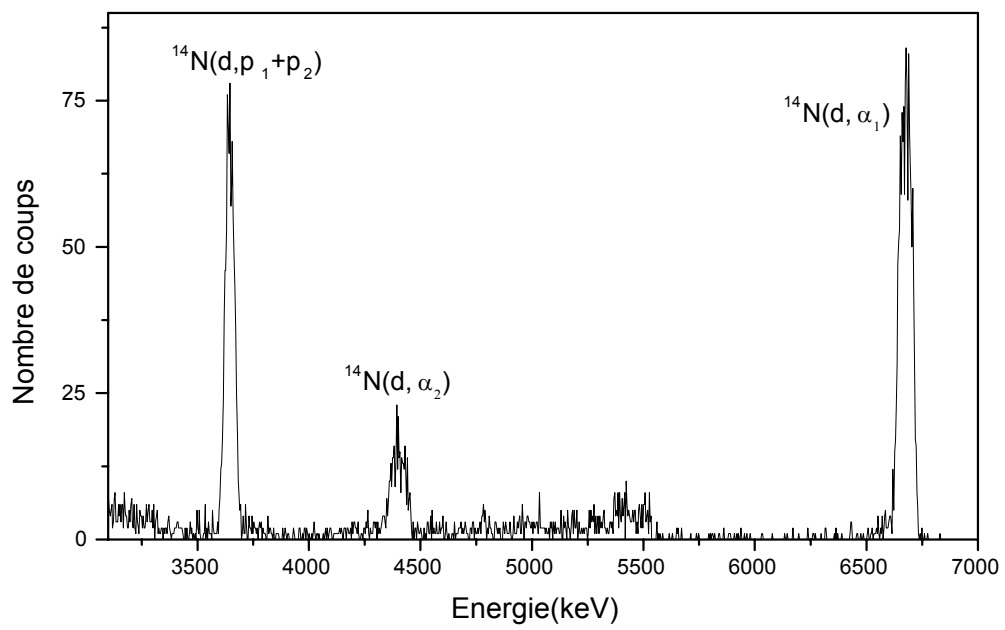


Figure 3-17: Spectre NRA obtenu sur la  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_2$ .  $E_d = 1.068\text{MeV}$ ,  $\theta = 150^\circ$

Dans les (Fig3-17), (Fig3 – 18) sont représentées deux parties du spectre NRA enregistré sur la  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_2$ . Celle-ci contient par contre une quantité relativement importante en oxygène. Nous avons pu le doser à partir du pic  $^{16}\text{O}(d,p_1)$ . Sur la (Fig3-19), on montre la partie rétrodiffusée simulée de cette couche.

La couche  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_3$  présente un spectre NRA équivalent à ce que nous voyons sur les (Fig3-17) et (Fig3 – 18). Nous présentons donc uniquement la partie rétrodiffusée simulée sur la (Fig3-20).

Sur la (Fig3-21), on voit deux spectres NRA enregistrés sur deux différents points d'impact de la  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_3$  que nous avons normalisés à la hauteur du substrat (Fig3-22). On constate une différence de 50% sur la surface des pics relatifs à l'azote.



Figure~3-18: Spectre NRA obtenu sur la( $\text{SiN}_x\text{H}_y$ )<sub>2</sub>.  $E_d = 1.068\text{MeV}$ ,  $\theta = 150^\circ$

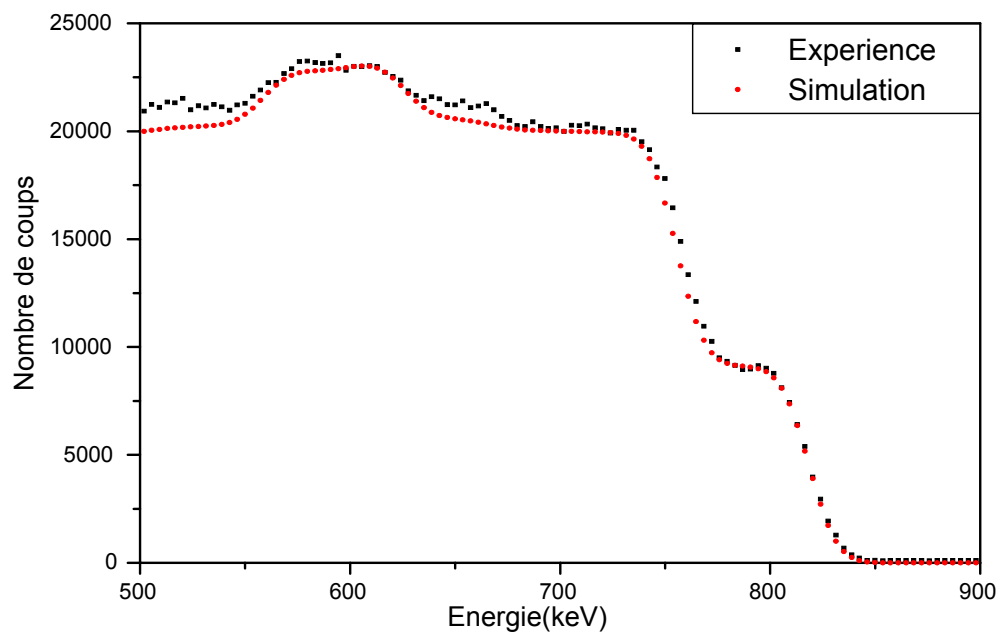


Figure 3-19: Spectre de rétrodiffusion obtenu sur la  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_2$ .  $E_d = 1.068\text{MeV}$ ,  $\theta = 150^\circ$

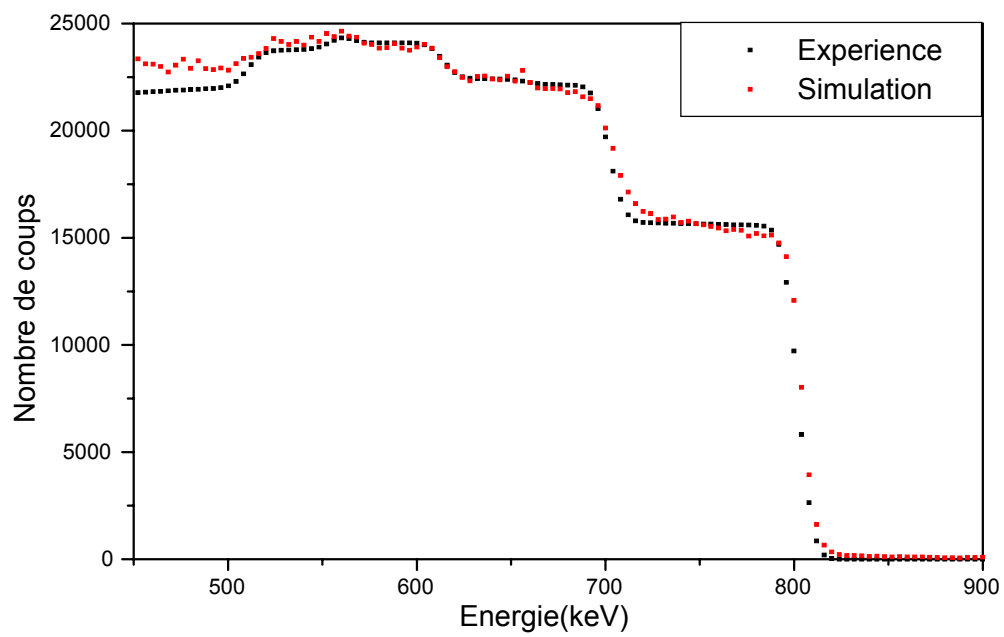


Figure 3-20: Spectre de rétrodiffusion sur la  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_3$ .  $E_d = 1.050\text{MeV}$ ,  $\theta = 150^\circ$

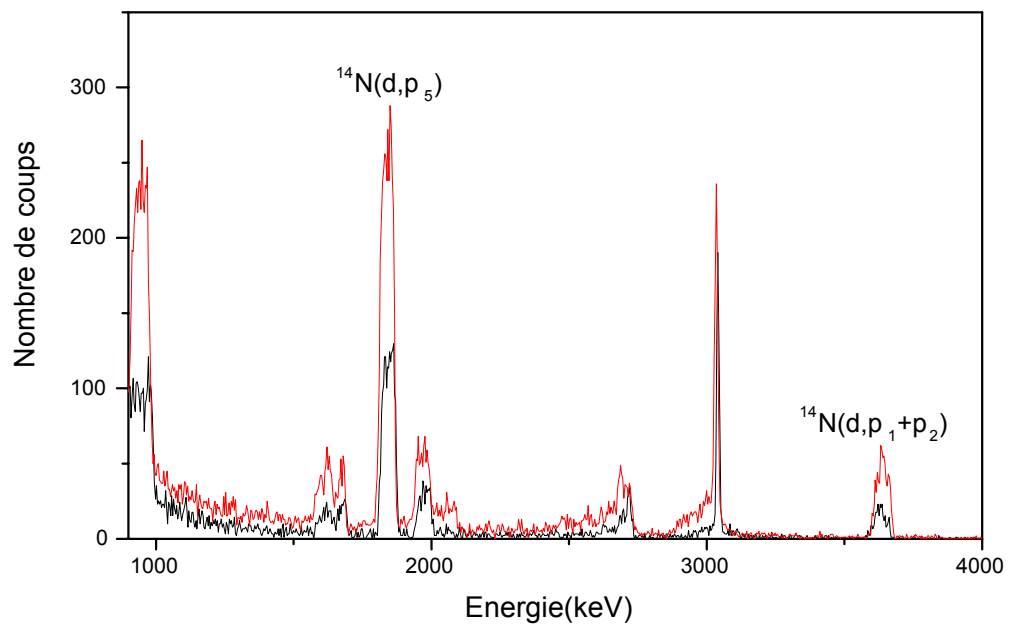


Figure 3-21: Spectres NRA obtenus sur la  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_3$  normalisés à la hauteur du substrat en deux différents points d'impact.  $E_d = 1.05\text{MeV}$ ,  $\theta = 150^\circ$

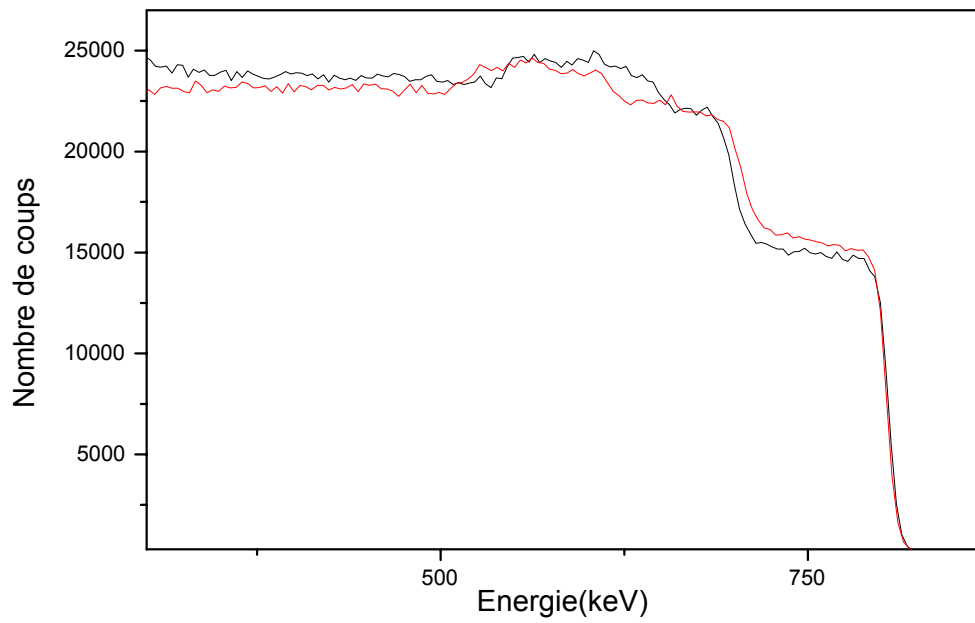


Figure 3-22: Spectres de rétrodiffusion en deux différents points d'impact sur la couche  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_3$ .  $E_d = 1.05 \text{ MeV}$ ,  $\theta = 150^\circ$

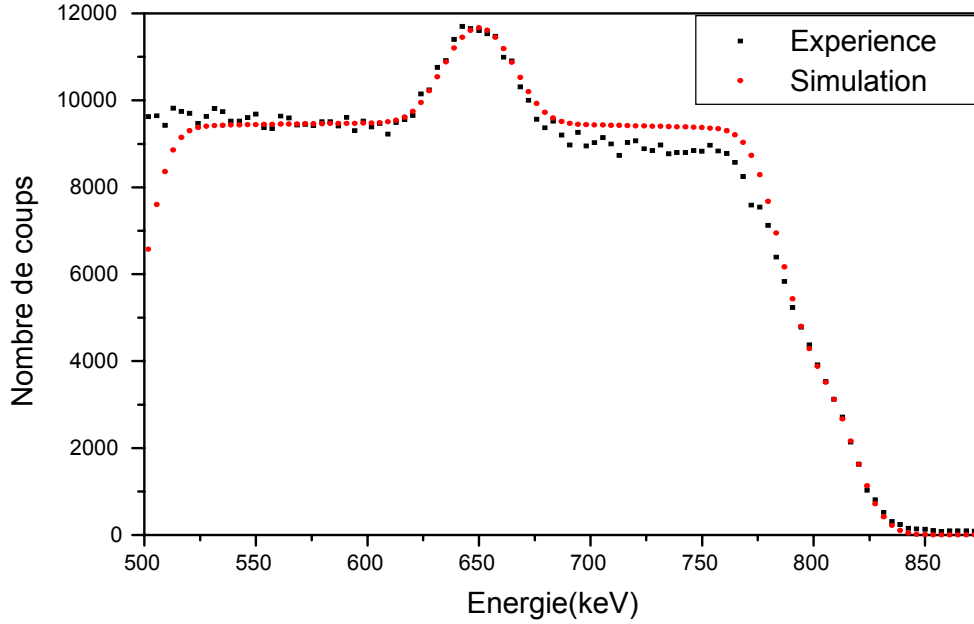


Figure 3-23: Spectre de rétrodiffusion des deutons sur la ( $\text{SiO}_x$ ).  $E_d = 1.068\text{MeV}$ ,  $\theta_1 = 0^\circ$ ,  $\theta = 150^\circ$ .

### 3.2.2 La couche ( $\text{SiO}_x$ )

Sur la couche  $\text{SiO}_x$ , nous avons enregistré deux spectres NRA. Dans le premier, l'incidence du faisceau est normale. Nous n'avons pas pu visualiser le silicium de surface (Fig3-23). Simulée, celle-ci présentait également une canalisation.

Ce spectre nous a cependant permis de remonter aux sections efficaces (Fig3-24) des réactions sur l'oxygène que nous évaluons à l'énergie  $1.068\text{MeV}$ . Nous avons obtenu les résultats suivants :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} [^{16}\text{O}(d, p_0)] = (0.50 \pm 0.16)\text{mb/st.} \text{ Cette valeur est en accord avec [48].}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} [^{16}\text{O}(d, p_1)] = (4.10 \pm 1.02)\text{mb/st.} \text{ Cette valeur est en accord avec [47]}$$

$\frac{d\sigma}{d\Omega} [^{16}\text{O}(d, \alpha_0)] = (9.71 \pm 2.43)\text{mb/st.}$  Cette valeur est également acceptable d'après la [48], mais en désaccord avec la référence [49].

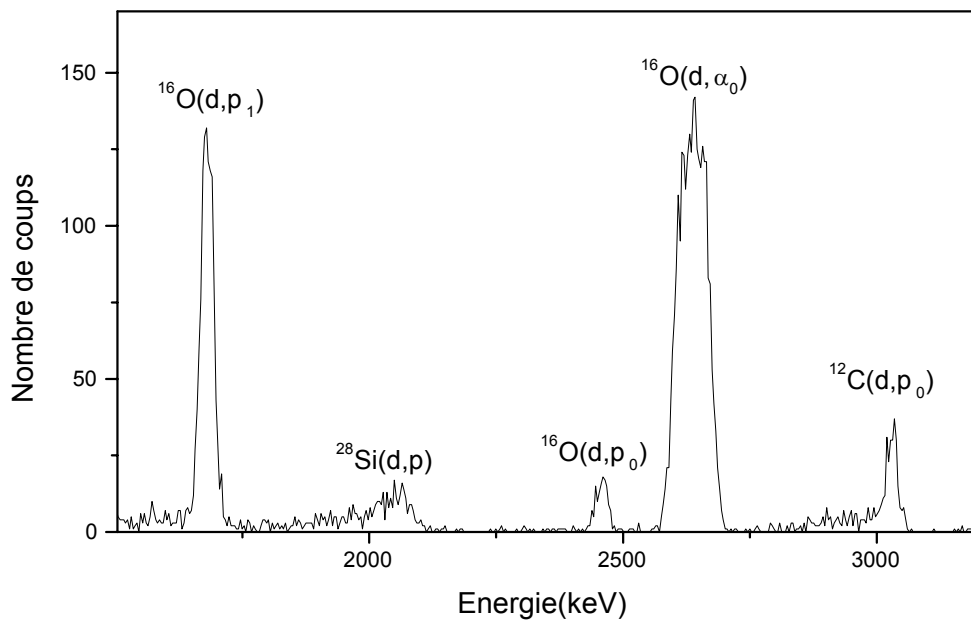


Figure 3-24: Spectre NRA sur la ( $\text{SiO}_x$ ).  $E_d = 1.068\text{MeV}$ ,  $\theta_1 = 0^\circ$ ,  $\theta = 150^\circ$

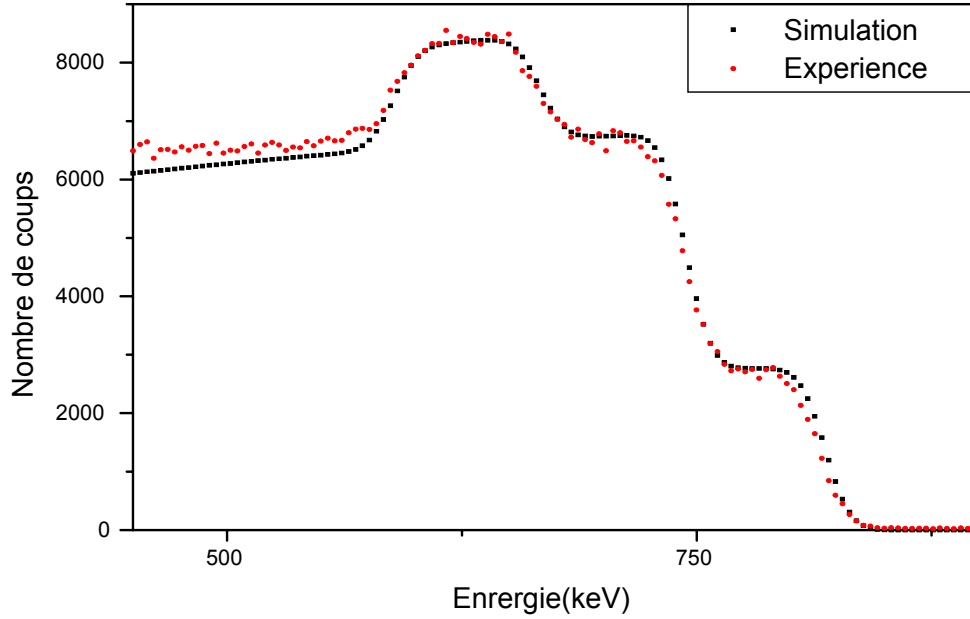


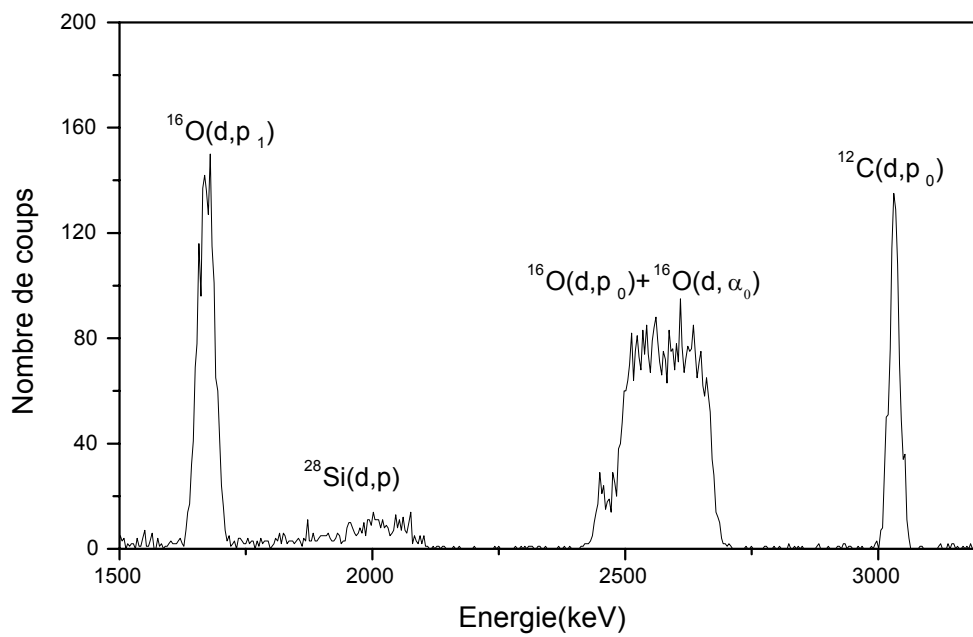
Figure 3-25: Spectre de rétrodiffusion des deutons de 1.068 MeV sur la (SiO<sub>x</sub>).  $\theta_1 = 40^\circ$ ,  $\theta = 150^\circ$ .

Ayant tourné l'échantillon de  $40^\circ$ , nous avons augmenté l'épaisseur traversée afin de visualiser le silicium de surface (Fig3-25) mais les pics  $^{16}O(d, \alpha_0)$  et  $^{16}O(d, p_0)$  se chevauchent (Fig3-26).

Nous avons par ailleurs recalculé la section efficace de la réaction  $^{16}O(d, p_1)$ . Celle-ci a été estimée à

$\frac{d\sigma}{d\Omega} [^{16}O(d, p_1)] = (3.79 \pm 0.76) mb/st$  pour une énergie de 1.058 MeV. valeur également en accord avec la référence [47]

A partir du spectre obtenu (Fig3-25), nous estimons le rapport oxygène sur silicium à 2.16 avec une erreur de 6%. Ce résultat est en accord avec le rapport trouvé en RBS ce qui permet d'affirmer que la section efficace de rétrodiffusion des deutons sur l'oxygène  $^{16}O(d, d)$  à l'énergie 1.068 MeV est coulombienne. La référence [50] indique que la section efficace de la réaction  $^{14}N(d, d)$  ne s'éloigne pas trop de celle de Rutherford. Nous en concluons donc que le VRBS



Figure~3-26: Spectre NRA sur la  $(\text{SiO}_x)$ .  $E_d = 1.068\text{MeV}$ ,  $\theta_1 = 40^\circ$ ,  $\theta = 150^\circ$ .

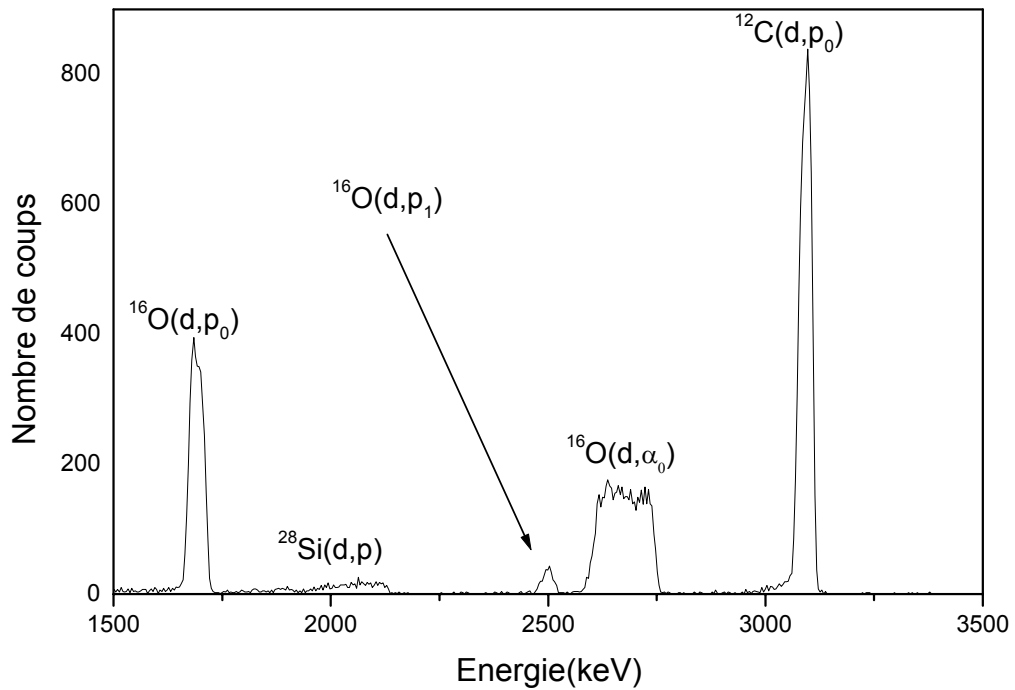


Figure 3-27: Spectre NRA obtenu sur la  $(\text{SiGe}_x)$ .  $E_d = 1.05\text{MeV}$ ,  $\theta = 150^\circ$

devrait reproduire un spectre de retrodiffusion des deutons sur l'azote et l'oxygène.

### 3.2.3 La couche $(\text{SiGe}_x)$

Sur les (Fig3-27), (Fig3-28), sont représentés le spectre NRA et de rétrodiffusion obtenus sur la couche  $(\text{SiGe})$ . La forme du spectre de rétrodiffusion indique la présence du carbone et l'oxygène. Les pics sur celui-ci sont nettement visibles. La quantité de carbone dans la couche sera fonction de la largeur du pic de carbone comparée à la résolution du détecteur. Le signal de la couche est bien reproduit par le VRBS, ce qui n'est pas le cas du signal dû au substrat. Encore une fois, nous nous trouvons dans la zone d'épaulement ( $\chi > 1$ ). Le faisceau est canalisé ce qui explique la différence entre le spectre expérimental et simulé.

Les résultats obtenus par la NRA sont consignés dans le (TABLEAU.NRA)

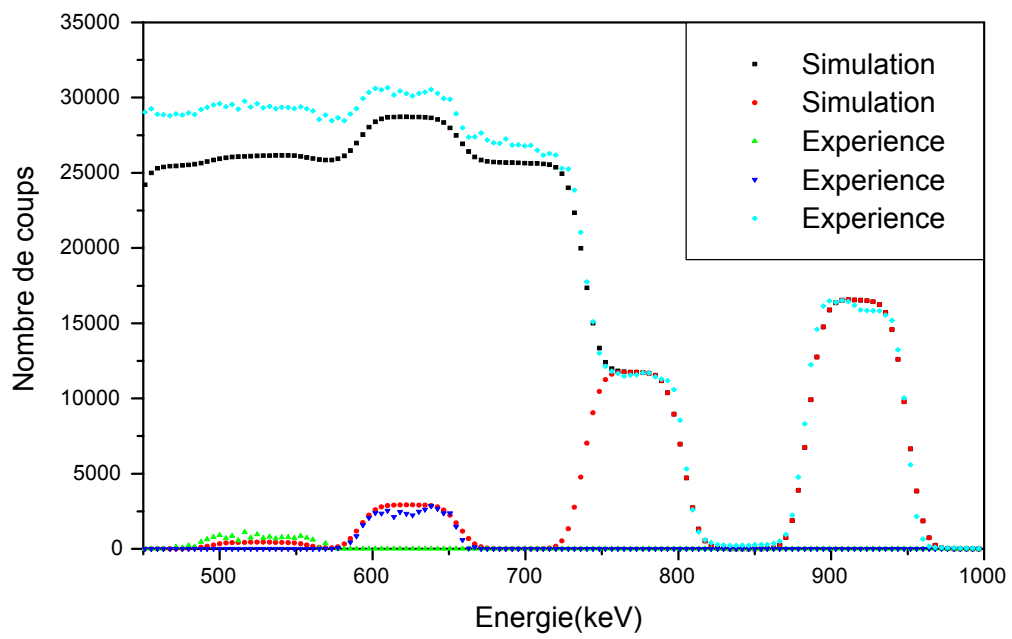


Figure 3-28: Spectre de rétrodiffusion obtenu sur la (SiGe<sub>x</sub>) .  $E_d = 1.050 MeV$ ,  $\theta_1 = 0^\circ$ ,  $\theta = 150^\circ$

	(SiN <sub>x</sub> H <sub>y</sub> ) <sub>1</sub>	(SiN <sub>x</sub> H <sub>y</sub> ) <sub>2</sub>	(SiN <sub>x</sub> H <sub>y</sub> ) <sub>3</sub>	(SiO <sub>x</sub> )	(SiGe <sub>x</sub> )
<sup>28</sup> Si(10 <sup>15</sup> cm <sup>-2</sup> )	1812±9%	1100±8%	2710±9%	550±7%	1150±9%
<sup>14</sup> N(10 <sup>15</sup> cm <sup>-2</sup> )	145±25%	1391±20%	1224±21%		
<sup>16</sup> O(10 <sup>15</sup> cm <sup>-2</sup> )	< 20	190±39%	125±44%	1150±11%	900±47%
<sup>12</sup> C(10 <sup>15</sup> cm <sup>-2</sup> )	< 2	120±14%	< 2		250±14%
<sup>74</sup> Ge(10 <sup>15</sup> cm <sup>-2</sup> )					310±8%

TABLEAU.NRA.

On notera que nous avons enregistré des spectres NRA avec des deutons de 1.7MeV. la section efficace de la réaction <sup>18</sup>Si(*d*,*p*) est plus importante qu'à 1.05MeV. Ces réactions représentent un signal indésirable (Fig3-29). Nous pouvons cependant éliminer la contribution de cette réaction en normalisant le spectre d'intérêt sur un spectre NRA enregistré sur une couche de silicium pur. La soustraction des deux spectres permet de déduire les contributions des réaction (*d*,*p*) sur les éléments d'intérêt.

### 3.3 L'E.R.D.A.

A travers l'ERDA nous avons pu doser l'hydrogène dans les couches (SiN<sub>x</sub>H<sub>y</sub>). L'ouverture introduite dans le mylar a laissé passer une faible partie des alpha, qui ont été diffusés sur les éléments de la matrice, en l'occurrence le <sup>28</sup>Si,<sup>14</sup>N,<sup>16</sup>O,<sup>12</sup>C. Le nombre total de projectiles ayant traversé la couche par unité de temps  $\Phi$  dans l'équation (1.8) donnant la hauteur du substrat à la surface sera corrigée par  $\frac{\Phi}{\Sigma}$ , où  $\Sigma$  représente le rapport de la surface effective du détecteur rapportée à la surface de l'ouverture. Le nombre d'atomes d'hydrogène par unité de surface sera alors donné par:

$$N_H \Delta x = \frac{A_H}{H_{Si} * \Sigma} \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega} |_{\alpha/Si}}{\frac{d\sigma}{d\Omega} |_{\alpha/H}} \frac{(N_{Si})_p \delta E}{\left( \frac{K}{\cos \theta_1} \frac{dE}{dx} \Big|_{E_0} + \frac{1}{\cos \theta_2} \frac{dE}{dx} \Big|_{K E_0} \right)} \quad (3.3)$$

La section efficace de la réaction <sup>1</sup>H( $\alpha$ ,<sup>1</sup>H) $\alpha$  dans la gamme d'énergie utilisée (3MeV) n'est pas de Rutherford. On trouvera plusieurs travaux qui se sont intéressés à cette réaction qui est très sensible à la perte en hydrogène[51] reportés dans la référence [52] (Fig3-30) que nous

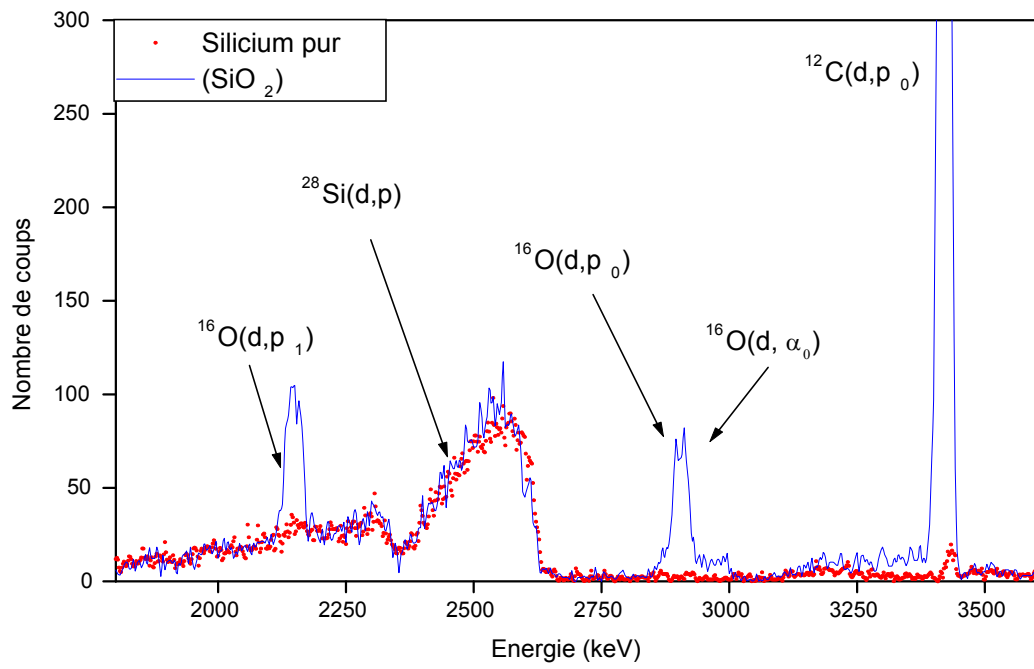


Figure 3-29: Spectres NRA enregistrés sur une couche ( $\text{SiO}_x$ ) et du silicium pur.  $E_d = 1.7\text{MeV}$ ,  $\theta = 150^\circ$ .

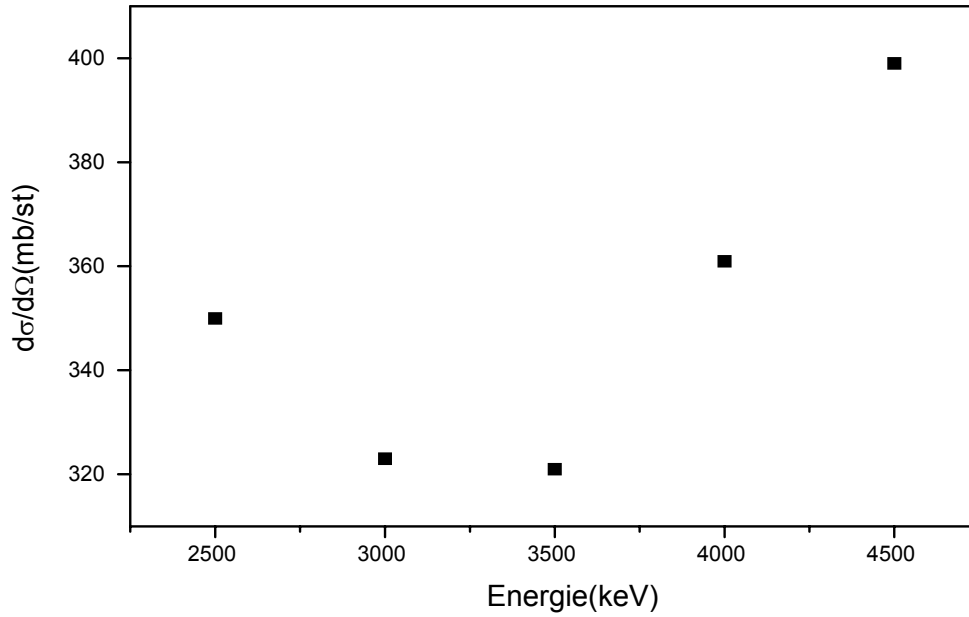


Figure 3-30: Section efficace de la réaction  ${}^1\text{H}(\alpha, {}^1\text{H})\alpha$ .  $\theta = 30^\circ$  [52]

avons utilisée dans notre travail et qui est donnée avec une erreur estimée à 7%.

### 3.3.1 Epaisseur de l'absorbant et étalonnage de l'ouverture

L'épaisseur du mylar ainsi que le rapport  $\Sigma$  ont été déduits en utilisant la NRA sur les cibles  $(\text{SiO}_x)$  et  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_3$  avec un faisceau de deutons de 1.05 MeV. Pour chaque cible nous avons enregistré deux spectres. L'un avec le mylar troué et l'autre sans (Fig3-31), (Fig3-32).

Nous avons fixé l'énergie des deutons à 1.05 MeV car l'énergie maximale des deutons rétro-diffusés est de 800 keV ce qui les empêche de traverser le mylar. (Fig3-34).

Nous avons relevé l'énergie de chaque pic de protons sur les deux spectres. La perte d'énergie d'un proton dans le mylar sera

$$\Delta E = E_{sa} - E_{aa} \quad (3.4)$$

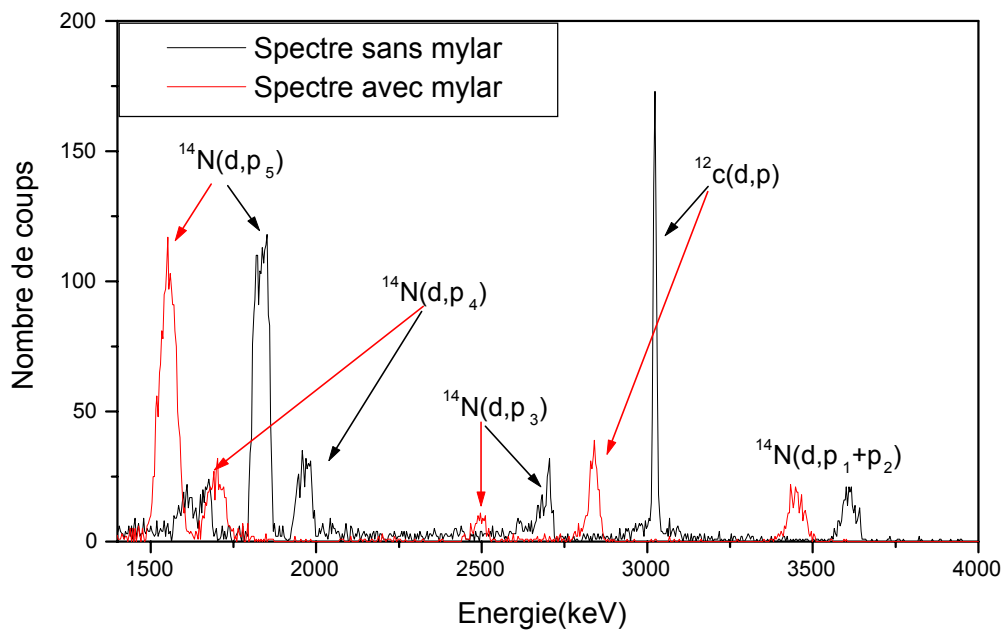


Figure 3-31: Spectre NRA enregistré sur la  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_3$  avec et sans mylar.  $E_d = 1.05\text{MeV}$ ,  $\theta = 150^\circ$

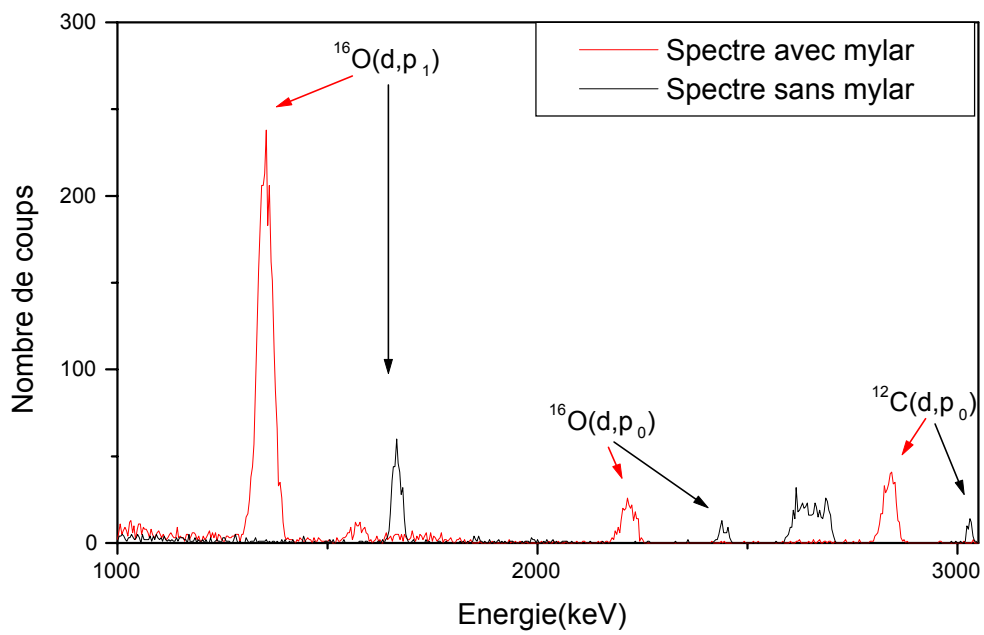


Figure 3-32: Spectre NRA enregistré sur la ( $\text{SiO}_x$ ) avec et sans mylar.  $E_d = 1.05\text{MeV}$ ,  $\theta = 150^\circ$

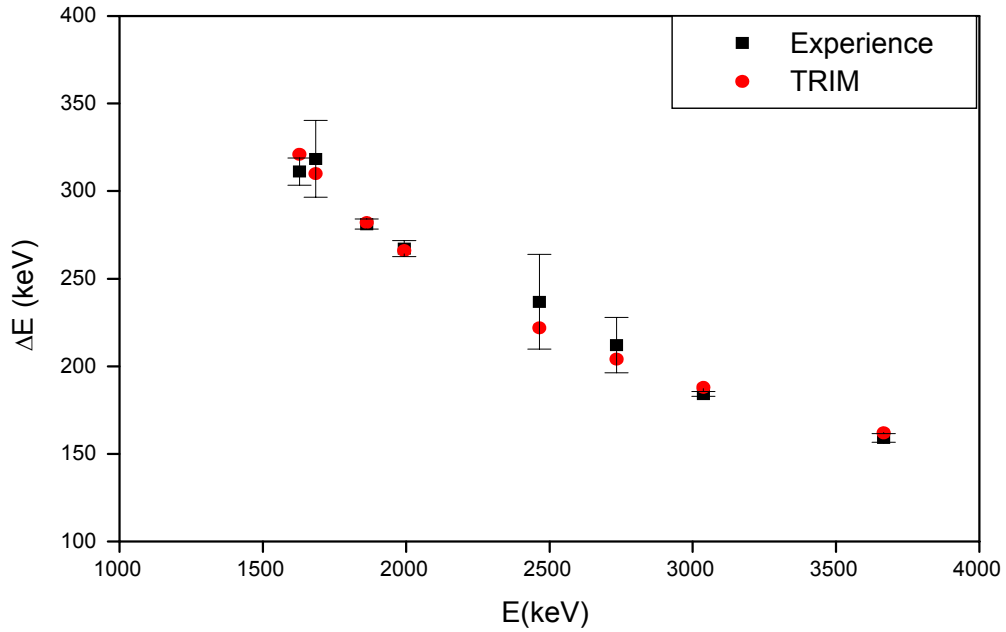


Figure 3-33: Perte d'énergie des protons dans le mylar

ou  $E_{sa}, E_{aa}$  sont respectivement les énergies des protons sur le spectre sans et avec absorbant. En représentant Les pertes d'énergie  $\Delta E$  de chaque proton en fonction de  $E_{sa}$  (Fig3-33), Les résultats obtenus ont été comparés avec ceux donnés par le code de calcul TRIM[31] relatifs à la perte d'énergie dans le mylar. Nous avons ainsi déduit une épaisseur de  $12\mu\text{m}$  avec une erreur de 5%.

A travers l'équation (1.1), nous pouvons déduire  $\Sigma$  qui est alors donné par

$$\Sigma = \frac{A_{\text{Si}}^{sa}}{A_{\text{Si}}^{aa}} \frac{A_P^{aa}}{A_P^{sa}} \quad (3.5)$$

Cette quantité a été estimée à 250 avec une erreur de 13%. Nous indiquons sur les (Fig3-35), (Fig3-36), (Fig3-37) les spectres obtenus sur les couches  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_{1,2,3}$  respectivement.

Les deux premières couches ont pu être simulées sans présenter de problèmes. Sur la (Fig3-37), on montre la meilleure simulation obtenue sur la  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_3$ . Elle présente pour le spectre

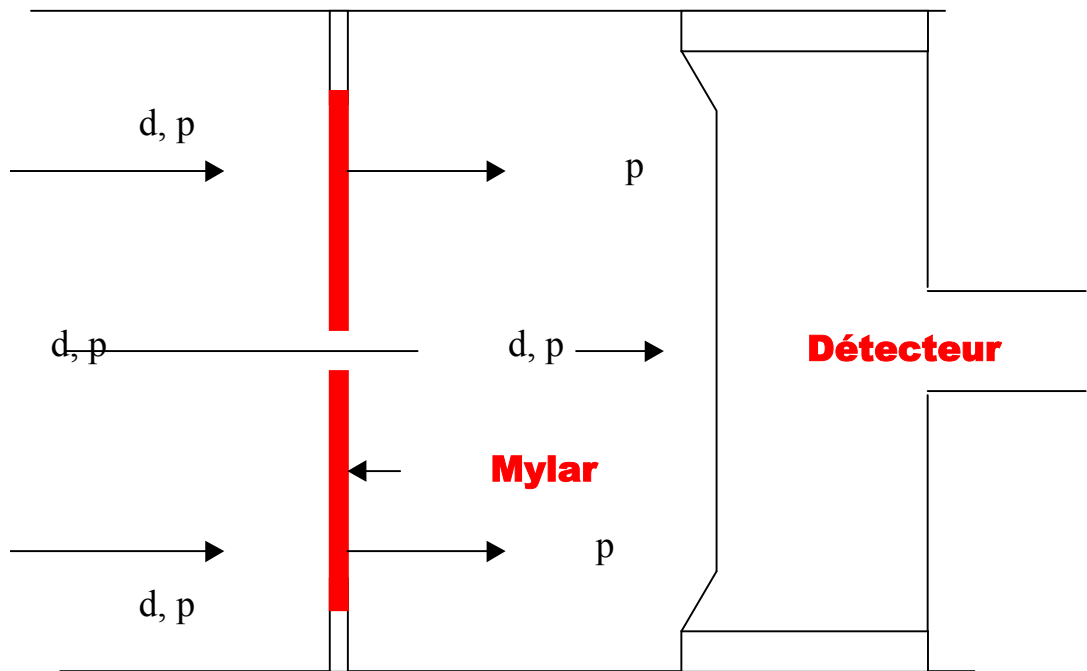


Figure 3-34: Schéma de l'expérience qui a permis l'étalonnage de l'ouverture percée sur le mylar. Les deutons détectés sont ceux ayant traversé l'ouverture.

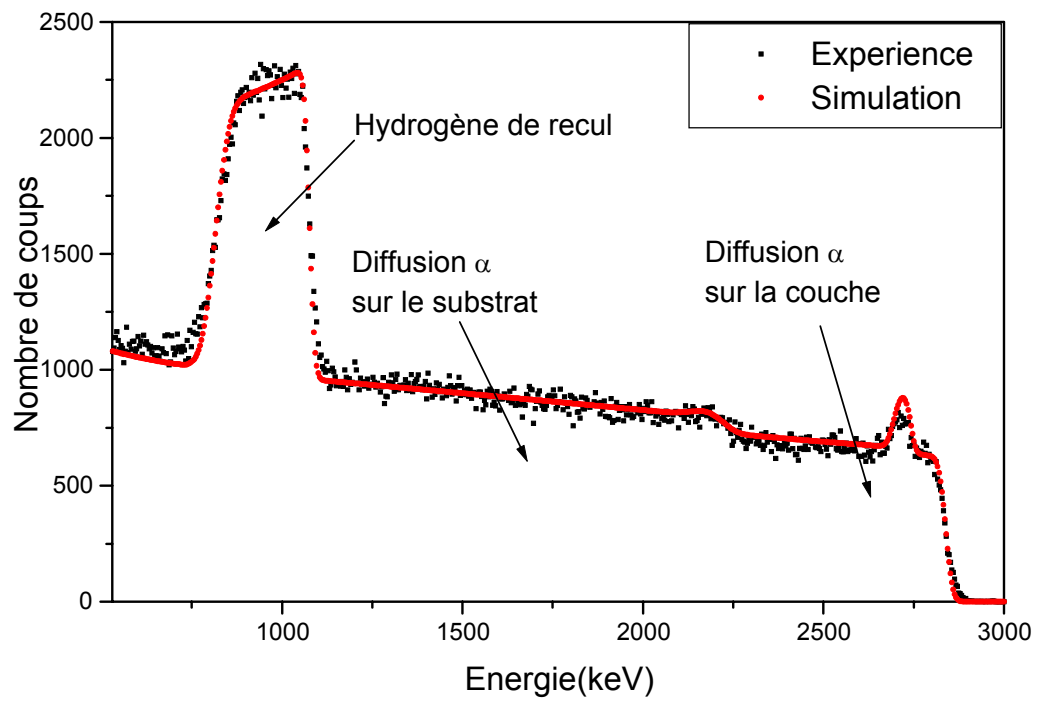


Figure 3-35: Spectre ERDA obtenu sur la couche  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_1$ .  $E_\alpha = 3\text{MeV}$ ,  $\theta = 30^\circ$

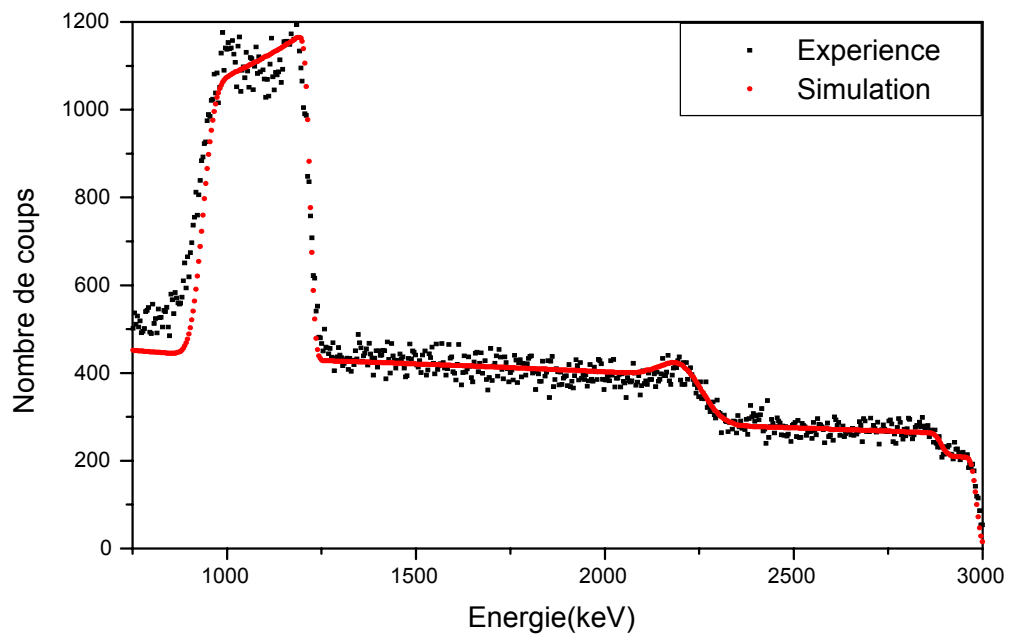


Figure 3-36: Spectre ERDA obtenu sur la  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_2$ .  $E_\alpha = 3.086\text{MeV}$ ,  $\theta = 28^\circ$

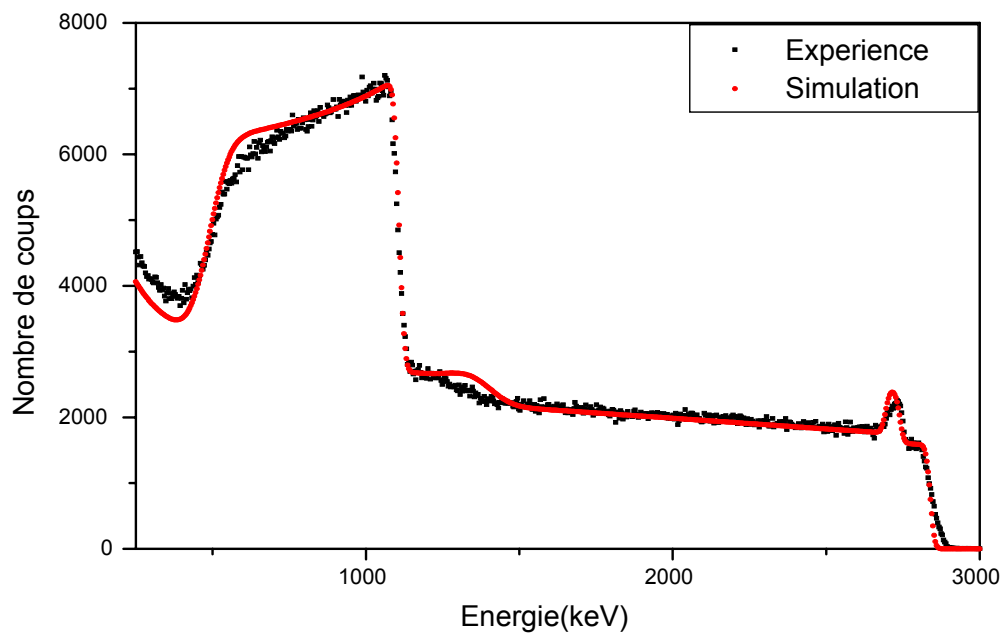


Figure 3-37: Spectre ERDA obtenu sur la  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_3$ ,  $E_\alpha = 3\text{MeV}$ ,  $\theta = 30^\circ$

de diffusion une différence de 80 keV que nous avons préalablement attribuée aux diffusions multiples. En effet, les diffusions multiples détériorent les spectres ERDA où les parcours sont importants. Une étude sur l'effet des diffusions multiples a déjà été entreprise [53] sur des éléments lourds à travers le code de calcul (TRIM)[31] basé sur la méthode de Monte Carlo. Dans notre travail, nous avons également utilisé le programme (TRIM modifié)[32] où un faisceau d'alpha de 3MeV bombarde une couche de 15000Å. le programme nous donne alors le parcours réel (L) traversé par la particule, la profondeur maximale ( $X_{\max}$ ) atteinte par la particule ainsi que son énergie de sortie. La contribution des diffusions multiples a été déduite de la différence des parcours réel (L) est du parcours simple ( $P_{\text{simple}}$ ) que la particule aurait eu si elle avait suivi une ligne droite.  $P_{\text{simple}}$  est donné par

$$P_{\text{simple}} = X_{\max} \left( \frac{1}{\cos \theta_1} + \frac{1}{\cos \theta_2} \right) \quad (3.6)$$

La (Fig3-38) représente la distribution des écarts en parcours ( $L - P_{\text{simple}}$ ) et ce pour des épaisseurs  $X_{\max}$  croissantes par pas de 2000Å°. On y remarque clairement que plus la profondeur atteinte augmente plus la distribution s'élargit. Cependant, et pour mieux voir l'influence des diffusions multiples sur notre spectre en énergie, nous l'avons comparé à celui obtenu par le (TRIM modifié), et ce jusqu'à une épaisseur de 1μ de silicium pur correspondant à une énergie de (1000keV) et nous n'avons pu déceler de différences comme le montre la (Fig3-39). Les diffusions multiples ayant certainement lieu au niveau du substrat n'expliquent donc pas l'écart de 80keV.

Les résultats des stoechiométries sont consignés dans le TABLEAU.ERDA.

	(SiN <sub>x</sub> H <sub>y</sub> ) <sub>1</sub>	(SiN <sub>x</sub> H <sub>y</sub> ) <sub>2</sub>	(SiN <sub>x</sub> H <sub>y</sub> ) <sub>3</sub>
Si	1695±11%	1230±12%	3100
N	170±70%	1000±33%	1100
O	< 20	186±100%	100
C	< 2	60±100%	≤ 2
H	485±23%	650±24%	1150

TABLEAU.ERDA.

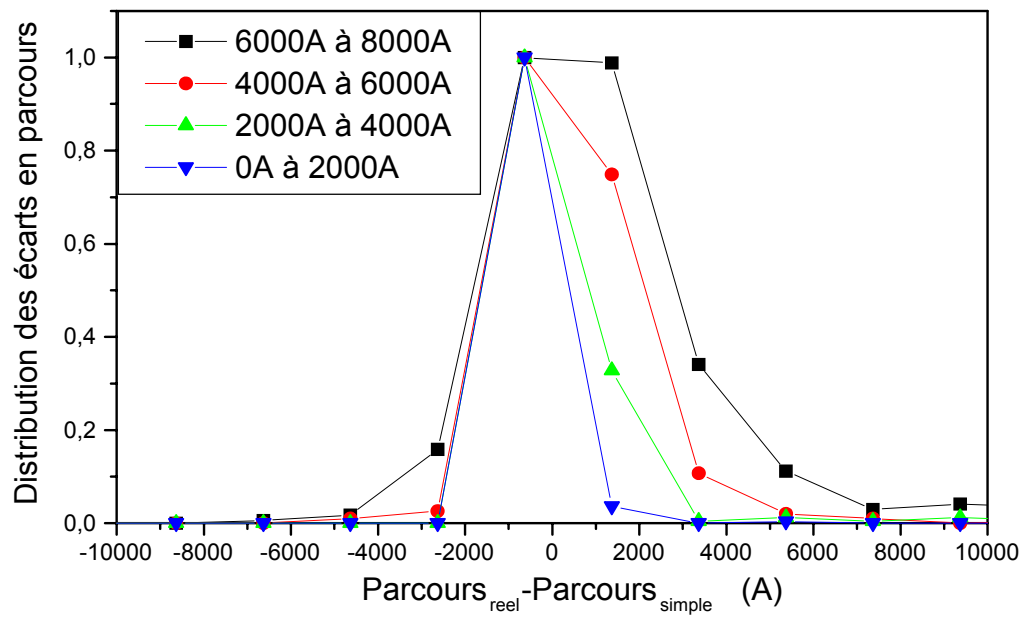
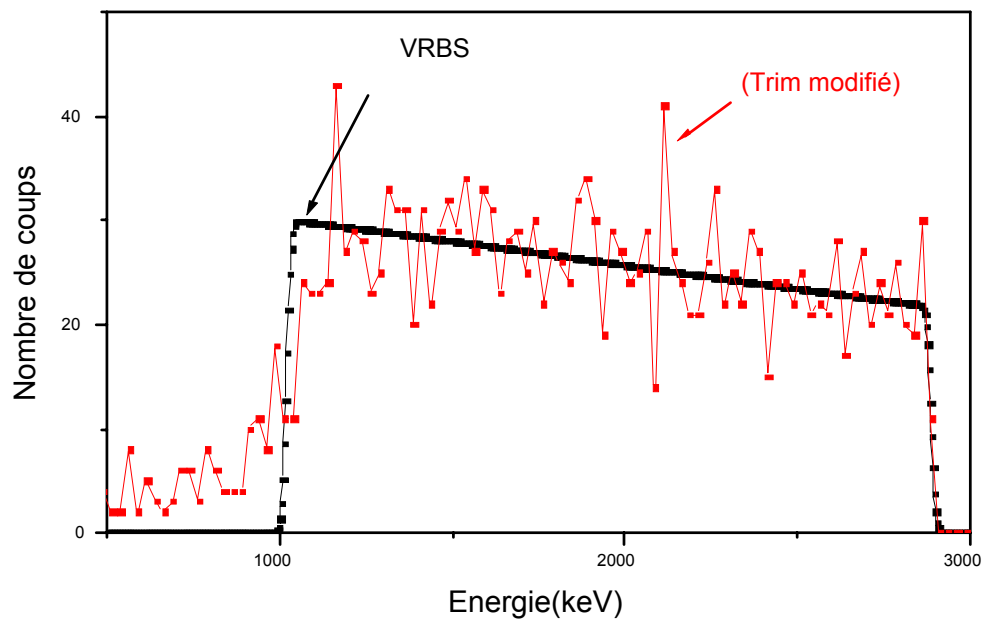


Figure 3-38: Distribution des écarts en parcours réel et simple.



Figure~3-39: Spectres de diffusion des  $\alpha$  simulés par le (TRIM modifié) et le (VRBS)

### 3.4 Discussion et interprétation des résultats

Notre travail étant purement expérimental, nous devons connaître tous les paramètres susceptibles d'induire des erreurs. La première difficulté que nous avons rencontrée, était la non disponibilité du flux-mètre. De ce fait, l'énergie incidente et la droite d'étalonnage reliant le numéro du canal à l'énergie détectée ( $E = \delta E \cdot C + \beta$ ) n'était pas précise. Lors des simulations, nous avons fait varier l'énergie incidente dans une gamme de  $[0 - 100 \text{keV}]$ , et nous avons remarqué que le paramètre  $\beta$  était plus sensible à la variation de l'énergie incidente que la largeur du canal  $\delta E$ . La deuxième difficulté était la précision sur les angles. Elle a été estimée à  $2^\circ$ . Cette quantité n'induit pas d'erreurs appréciables sur les spectres NRA et RBS. Par contre, un spectre ERDA est très sensible aux angles d'entrée  $\theta_1$  et sortie  $\theta_2$ . L'étalonnage est aussi bien lié à l'énergie incidente qu'à l'angle de diffusion  $\theta$ . Après nous être assurés de la non existence des diffusions multiples sur la couche  $(\text{SiN}_x\text{H}_y)_3$  en ERDA, nous concluons que ces deux paramètres sont certainement à l'origine de la différence de  $80 \text{keV}$  entre le spectre de diffusion expérimental et simulé. Les densités sont déduites de l'équation (3.1). L'erreur dûe à l'aire ( $A_i$ ) provient d'une part des paramètres d'ajustement à partir desquels elle a été calculée (Voir Annexe), et de la statistique. La troisième difficulté qui est en fait inhérente à notre étude est l'estimation de la hauteur du signal dû au substrat. Avoir un faisceau canalisé dans notre travail n'était pas souhaitable. Les rapports stoechiométriques connus (avec une meilleure précision que les densités absolues), il est aisé de simuler le spectre dû à la couche. Si la hauteur simulée du substrat n'est pas reproduite en même temps que la couche, nous en concluons que le faisceau est canalisé. Quand à la section efficace  $\frac{d\sigma}{d\Omega} |_{p/i}$ , nous remarquons d'après les (Fig3-9 → 3 - 13) que celles-ci ne varient pas trop avec l'énergie. La densité de l'azote en NRA a été déduite à partir des sections efficaces données par [43], [44]. Nous avons noté une meilleure concordance des résultats des différents pics avec la première référence ainsi qu'avec la simulation. De ce fait, l'erreur sur la section efficace sur l'azote est estimée à 10%. En ce qui concerne l'oxygène, nous avons utilisé nos résultats. Le pic le plus important étant le  $^{16}\text{O}(d, p_1)$ , l'erreur sur la section efficace est estimée à 25%. Quant au carbone, la section efficace est connue avec une précision de 4% d'après les auteurs [47]. La comparaison des résultats de la NRA et la RBS sur la couche  $(\text{SiO}_x)$  montre un parfait accord, ce qui n'est pas le cas des couches élaborées par la DC-magnétron. Celles-ci comme nous l'avons remarqué sur les spectres RBS et NRA

sont inhomogènes. On notera aussi que si la sensibilité de la NRA reste meilleure que la RBS pour les éléments légers, celle-ci devient intéressante pour des densités de l'ordre de  $10^{18} \text{cm}^{-2}$ . Nous estimons que pour un courant de l'ordre de  $100 \text{nA}$ , un angle solide de  $10^{-3} \text{sr}$  et un temps de comptage d'une demi heure, si nous acceptons une erreur statistique de  $10\%$ , la quantité d'oxygène minimale que l'on peut mesurer est de l'ordre de  $20 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-2}$  à travers la réaction  $^{16}\text{O}(d, p_1)$ . Le même calcul donne la sensibilité de l'azote à travers la réaction  $^{14}\text{N}(d, p_5)$  de  $15 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-2}$  et  $2 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-2}$  pour le carbone. A travers nos calculs, nous avons déduit que le VRBS devait reproduire le spectre de rétrodiffusion sur les éléments  $^{14}\text{N}$  et  $^{16}\text{O}$ . Cependant, nous avons remarqué que le comportement du signal sur le substrat était systématiquement inférieur à l'expérience.

# Conclusion

Dans ce travail, nous avons voulu tester l'efficacité de trois méthodes d'analyse par faisceau d'ions sur des éléments légers en nous affranchissant de l'utilisation de standard, de la mesure du courant incident et de l'angle solide. L'essentiel des erreurs provient de la statistique, la hauteur du signal dû au substrat qui est cristallin ainsi que des sections efficaces. La comparaison des résultats résumés dans les (TABLEAU.RBS.), (TABLEAU.NRA.) et (TABLEAU.ERDA.) montre tout d'abord que pour de faibles quantités en azote de l'ordre de  $100.10^{15}cm^{-2}$ , la RBS n'est pas adaptée puisque nous obtenons des erreurs de l'ordre de 43% contre 25% en NRA. Cette dernière est due à la statistique d'une part qui n'est pas très bonne pour de pareilles quantités ainsi qu'à la précision sur la section efficace. Pour des quantités plus importantes en azote de l'ordre de  $1000.10^{15}cm^{-2}$ , la précision avec la RBS est nettement améliorée mais elle reste cependant inférieure à la NRA lorsqu'on est en présence d'oxygène ou du carbone. En effet, même en faibles quantités de l'ordre de  $100.10^{15}cm^{-2}$ , les signaux de ces deux éléments interfèrent avec celui de l'azote. En ce qui concerne l'oxygène, il apparaît également qu'il est plus précis de le doser en NRA qu'en RBS lorsqu'il se trouve en faibles quantités. On notera également que pour des densités d'azote ou oxygène de l'ordre de  $1000.10^{15}cm^{-2}$ , les rapport stoechiométrique  $\frac{N_O}{N_{Si}}$ ,  $\frac{N_N}{N_{Si}}$  sont connus avec meilleure précision que les densités absolues puisque ceux-ci ne font intervenir qu'un rapport de surfaces. Quand à l'ERDA, il est clair qu'en diffusion aux angles avant les facteurs cinématiques des éléments  $^{28}Si, ^{16}O, ^{14}N, ^{12}C$  sont très proches détruisant complètement la résolution en masse. L'originalité du dispositif que nous avons mis en oeuvre, et en absence de tout standard nous a permis de doser l'hydrogène. Nous avons pris soin de vérifier qu'il n'existait pas de diffusions multiples, phénomène très gênant en ERDA pour les couches à base de silicium d'épaisseur supérieure au micron. Nous avons par ailleurs

constaté que réaliser des expériences de ce type sans connaître avec précision l'énergie incidente, les angles d'entrée et sortie avec une bonne précision conduit à des erreurs additionnelles. Il apparaît clairement dans ce travail que les échantillons élaborés par la technique DC-magnétron présentent des inhomogénéités aussi bien latérales qu'en profondeur mais que nous n'avons jamais trouvé de traces de l'argon qui est utilisé pour pulvériser la cible sur le substrat lors du dépôt . En conclusion, ce travail a permis de vérifier l'efficacité des réactions nucléaires à doser les éléments légers, de la diffusion sur les éléments lourds, et que l'ERDA est la technique de choix pour le dosage de l'hydrogène. Il est clair que ces trois techniques, qui sont faciles à mettre en oeuvre présentent de plus l'avantage d'être complémentaires. Pour des couches contenant des éléments légers, l'amélioration des précisions est conditionnée par une meilleure connaissance des sections efficaces de réactions. Le dépôt des couches sur du substrat de structure amorphe conduirait à éliminer l'effet de canalisation, et de ce fait, permettrait une normalisation plus précise.

# Annexe

## Ajustement des aires à travers la fonction erreur (erf)

### 1. La fonction derf

Celle-ci est générée par la somme de deux fonctions erreur et une droite. Elle est donnée par:

$$\frac{P_1}{2} \left[ 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{x - P_2}{P_5}\right) \right] + \frac{P_4}{2} \left[ 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{x - P_3}{P_6}\right) \right] + (P_7 * x + P_8)$$

$P_1$  : est la hauteur du signal dû au silicium.

$P_2$  : est le canal du front de montée.

$P_3$  : est le canal correspondant à la fin du signal dû au silicium de la couche.

$P_4$  : est la différence entre la hauteur due au signal du substrat et le silicium de la couche.

$P_5, P_6$  : traduisent les largeurs des fronts liés à la résolution du détecteur..

$P_7, P_8$  sont les paramètres d'une droite qui traduirait l'existence de l'empilement.

Si l'empilement est négligeable, les paramètres  $P_7$  et  $P_8$  seront nuls.

Un exemple est illustré sur la (Fig1) ci dessous. La surface du signal dû au silicium de la couche est donnée par

$$A_{Si} = P_1 * (P_2 - P_3)$$

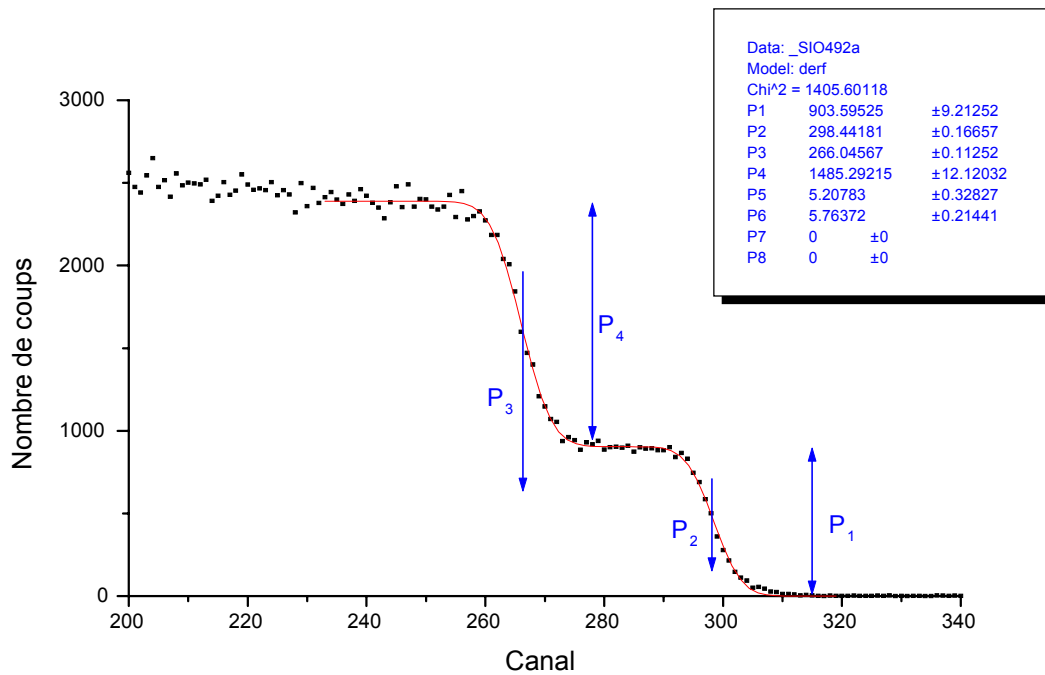


Fig1. Ajustement du signal dû à la diffusion des alpha sur le silicium de la couche par la fonction (derf).

## 2.La fonction pavé

Elle est générée par la soustraction de deux fonctions erreur et une fonction du second ordre.

Elle est donnée par :

$$\frac{P_1}{2} \left[ \operatorname{erf}\left(\frac{x - P_2}{P_4}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x - P_3}{P_5}\right) \right] + (P_6 * x^2 + P_7 * x + P_8)$$

$P_1$  : La hauteur du pavé.

$P_2, P_3$  : sont les canaux correspondant aux front de montée et descente du signal

$P_4, P_5$  : traduisent les largeurs des fronts liées à la résolution du détecteur.

$P_6, P_7$  sont les paramètres du signal sur lequel le pavé aurait poussé.

Dans le cas du signal de diffusion des alpha sur l'oxygène, les deux parametres  $P_6, P_7$  et  $P_8$  ne sont pas nuls. Ils le sont dans le cas de la diffusion sur le germanium.

Un exemple est illustré sur la (Fig2) ci dessous. La surface du signal dû au germanium de

la couche est donnée par

$$A_{Ge} = P_1 * (P_3 - P_2)$$

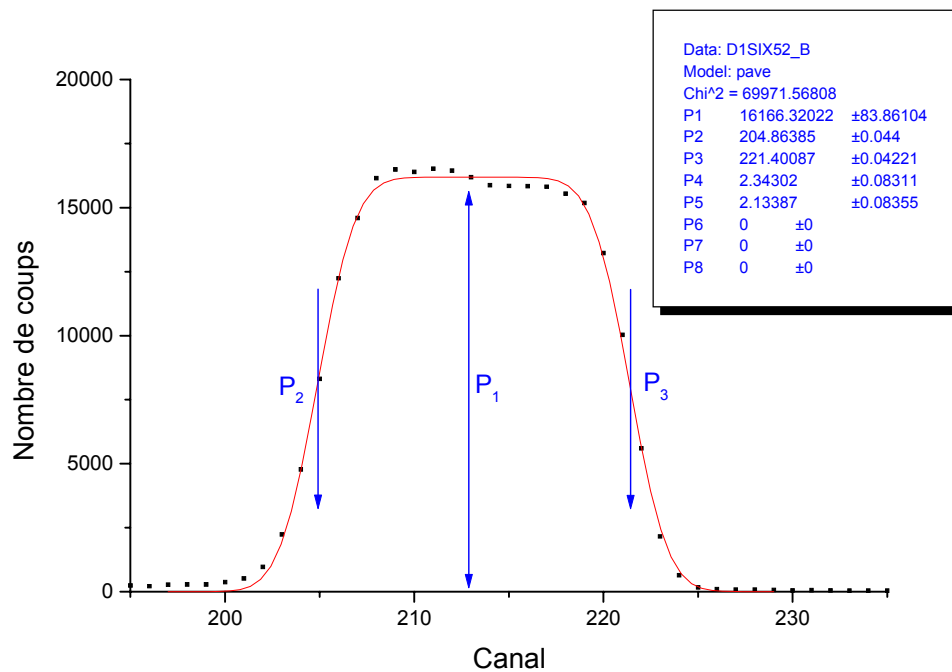


Fig2. Ajustement du signal dû à la diffusion des deutons sur le germanium par la fonction (pave).

# Bibliographie

- [1] K.S.Min, K.V.Shcheglov, C.M.Yang, H.A.Atwater, M.L.Brongersma, A.Polman, Appl.Phys.Lett.69(14)30September1996.
- [2] H.B.Kim, J.H.Son, K.H.Chae, J.Y.Jeong, W.S.Lee, S.Im, J.H.Song, C.N.Whang, Materials Science and EngineeringB69–70(2000)401-405.
- [3] S.R.Walker, J.A.Davies, P.Mascher, S.G.Wallace, W.N.Lennard, G.R.Massoumi, R.G.Elliman, T.R.Ophel, H.Timmers, Nucl.Instr. and Meth.B170(2000)461-466.
- [4] M. Kechouane, These de doctorat, USTHB 1998.
- [5] Wei-Kan Chu, James W.Mayer, Marc-A.Nicolet, Backscattering Spectrometry, Academic Press, New York1978.
- [6] Eppacher, D.Semrad, Nucl.Instr. and Meth.B35(1988)109-117.
- [7] E.Rutherford, Phil.Mag.,21,669(1911).
- [8] C.G.Darwin, Phil.Mag.,28,499(1914).
- [9] A.Ziani, These de doctorat Université Lyon-1.1986.
- [10] Leonard C.Feldman, James W.Mayer, S.Thomas Picraux, Materials Analysis by Channeling, Academic Press, New York 1982.
- [11] T.E.Jackman, J.R.MacDonald, L.C.Feldman, P.J.Silverman, I.Stensgaard, Surface Science 100(1980)35-42.
- [12] A.Gallmann, P.Fintz, P.E.Hodgson,Nuclear Physics 82(1966)161-181.

- [13] G.Amsel, W.A.Lanford, *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*1984.34: 435-460.
- [14] N. Bendjaballah, Thèse de doctorat de troisième cycle en Physique Nucléaire, Faculté des Sciences de l'université d'Alger.1970.
- [15] Z.Cheritti, These de magister, USTHB.1988.
- [16] G.Weber, L.Quaglia, *Nuclear Instruments and Methods* 94(1971)165-171.
- [17] A.Turos, L.Wielunski, A.Barcz, *Nuclear Instruments and Methods III* (1973)605-610.
- [18] Samuel T.Picraux, *Nuclear Instruments and Methods* 149(1978)289-294.
- [19] J.A.Borders, J.M.Harris, *Nuclear Instruments and Methods* 149(1978)279-284.
- [20] F.Kohl, J.Krausopf, P.Misaelides, R.Michelmann, G.Wolf,K.Bethge, *Nuclear Instruments and Methods* B50(1990)19-22.
- [21] C.A.Barnes, J.C.Overley, Z.E.Switkowski, T.A.Tombrello, *Appl.Phys.Lett.*31,239(1977).
- [22] K.Kubota, T.Imura, M.Iwami, A.Hiraki, M.Satou, F.Fujimoto, Y.Hamakawa, S.Minomura, K.Tanaka, *Nucl.Instr. and Meth.*168(1980)211-215.
- [23] J.L'Ecuyer, C.Brassard, C.Cardinal, J.Chabbal, L.Dêschenes,J.P.Labrie, B.Terrault, J.G.Martel, R.St.-Jacques, *J.Appl.Phys.*47, 881(1976).
- [24] J.L'Ecuyer, C.Brassard, C.Cardinal, B.Terrault, *Nucl.Instr. and Meth.*149(1978)271-277.
- [25] B.L.Doyle, P.S.Peercy, *Appl.Phys.Lett*, Vol.34, N11, June1979.
- [26] Harry J.Whitlow, Heiko Timmers, Robert G. Elliman, Tessica D.M.Weijers, Yanwen Zhang, Juan Uribastera, D.John O'Connor, *Nuclear Instruments and Methods* B190(2002)84-88.
- [27] J.R.Tesmer, M.Nastasi (Editeurs), *Handbook of Modern Ion Beam Material Analysis*, MRS,Pittsburgh,1995.
- [28] L.Wielunski, R.Benesson, K.Horn, W.A.Lanford, *Nucl.Instr. and Meth.*B15(1986)469-474.

- [29] Marion, J.B. and Young, F.C. (1968), Nuclear Reaction Analysis, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, p142
- [30] H.Timmers, T.D.M.Weijers, R.G.Elliman, J.Uribasterra, H.J.Whitlow, E.L.Sarwe, Nucl.Instr. and Meth.B190(2002)428-432.
- [31] James F. Ziegler (Stopping and Range of Ions in Matter) Jan. 1, 2000 Version 2000.xx
- [32] K.Khellal-Kouache, These de doctorat, USTHB 2002.
- [33] R.Cherfi. These de magister, USTHB.2001.
- [34] P.A.Goolier, these de doctorat Université Catholique de Louvain.
- [35] J.P.Stoquert. Simulation for Analysis of Materials. Version 9.0, Copyright J.P.S.1999.
- [36] W.Wielunski, H.Bubert, R.P.H.Garten, Nucl.Instr. and Meth.B111(1996)115-125.
- [37] STURE PETERSON, HERMAN NORD, G.Possnert, B.Orre, Nuclear Instruments and Methods 149(1978)285-288.
- [38] N.Dytlewski, D.D.Cohen, P.J.Evans, K.E.Prince, G.A.Collins, C.Barbe, D.J.Cassidy, Nucl.Instr. and Meth.B161-163(2000)573-577.
- [39] L.Quaglia, G.Robaye, M.Cuyppers, J.N.Barrandon, Nuclear Instruments and Methods 68(1969)315-324.
- [40] G.Amsel, G.Béranger, B.De Gélas, P.Lacombe, Journal of Applied Physics, Volume 39, Number 5, April 1968.
- [41] H.D.Carstanjen, W.Decker, J.Diehl, Th.Enders, R.M.Emrick, A.Fohl, E.Friedland, D.Plachke, H.Stoll, Nuclear Instruments and Methods B51(1990)152-162.
- [42] W.N.Lennard, G.R.Massoumi, I.V.Mitchell, H.T.Tang, D.F.Mitchell, J.A. Bardwell, Nucl.Instr. and Meth.B85(1994)42-46.
- [43] H.Beaumevielle, M.Lambert, M.Yaker, A.Amokrane, Il Nuovo Cimento, Vol XLVII B, N.2. 11 Febbraio 1967.

- [44] G.Amsel, D,David, Revue de Physique Appliquée, Tome 4, Septembre 1969, Page 383.
- [45] R.A.Jarjis, Nuclear Cross Section Data for Surface Analysis, Vol 3, Department of Physics, Schustter Laboratory, University of Manchester 1979, page85.
- [46] D.M. Stanojevic, N.R. Berovic, F.M.Boreli, Nuclear Physics 61 (1965) 235-240.
- [47] W.N.Lennard, G.R.Massoumi, P.F.A.Alkemade, I.V.Mitchell, S.Y.Tong, Nucl.Instr. and Meth.B61(1991)1-7.
- [48] H.C.Kim, R.F.Seiler, D.F.Herring, K.W.Jones, Nuclear physics 57(1964)526-530.
- [49] J.D.MacArthur, H.B.Mak, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.NS-26,N1,February1979.
- [50] R.F.Seiler, D.F.Herrings, K.W.Jones, Pys Rev.136(1964)994.
- [51] Chang-Shuk Kim, Suk-Know Kim, Hee Dong Choi, Nucl.Instr. and Meth.B155(1999)229-237.
- [52] I.Bogdanivic Radovic, O.Benka, Nucl.Instr. and Meth.B174(2001)25-32.
- [53] P.N.Johnston, R.D.Franich, I.F.Bubb, M.El Bouanani, D.D.Cohen, N.Dytlewski, R.Siegele, Nuclear Instruments and Methods B161-163(2000)314-317.