

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

*République Algérienne Démocratique et Populaire*

*Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique*

**UNIVERSITE ELHADJ LAKDAR- BATNA**



# Mémoire

De Fin D'étude

*Présenté à la Faculté des Sciences*

*Département de physique*

*Pour l'obtention du diplôme*



**MAGISTER**

*Option : Physique des Rayonnements*

*Par : BOUKHARI AMMAR*

Thème

*Contribution à l'étude du mixage ionique du système Cr/Si*

**Devant la commission d'examen :**

- Mr A. BOULDJEDRI	PROF.	UHL BATNA	Président
- Mr A. BOUABELLOU	PROF.	U.CONSTANTINE	Examineur
- Mr N. BENOUTTAS	PROF.	UFA. SETIF	Examineur
- Mr R. AYACHE	M C	UHL BATNA	Examineur
- Mr S. TOBBECHE	M C	UHL BATNA	Rapporteur

*Promotion: 2007*

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

## REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à exprimer ma plus profonde gratitude au monsieur S.TOBBECHÉ, directeur de recherche à l'université Hadj Lakhdar -Batna- d'avoir accepté de diriger ce travail. Et Je tiens spécialement à remercier Monsieur C.BENAZOUZ directeur de la division des techniques nucléaires au CNRA pour son aide et son assistance dans les expériences liées à ce travail, sans oublier les membres de l'accélérateur VDG au CNRA (Hammoudi, Bacha, Guitoum.....).

Je remercie A. Bouldjedri Professeur à l'université Hadj Lakhdar -Batna- de me faire l'honneur de présider la commission d'examen et Messieurs : A. Bouabello Professeur à l'université Mentouri -Constantine-, N.Benouttas Professeur à l'Université de Sétif, R. Ayache M.C à l'Université Hadj Lakhdar -Batna- d'avoir bien voulu juger ce travail.

Je tiens à exprimer plus particulièrement ma profonde gratitude à tous ceux qui m'ont aidé, de près ou de loin dans ce travail.

Je n'omettrai pas de remercier mes amies intimes à pour leur soutien morale dans les moments difficiles et les encouragements qu'ils n'ont cessé de me prodiguer tout au long de ce travail. Ce mémoire leur est dédié. Je n'oublierai pas les deux personnes les plus chères au monde, mes parents qui ont tant souffert pour mon instruction et mon éducation. A mes frères Bachir, Radouane, Zakaria, Samra, Nassima.

Ce mémoire leur est dédié.

# SOMMAIRE

-Introduction.....	01
-CHAP1 : Généralités sur l'interaction Ion- matière.....	04
-CHAP2 : Dispositifs expérimentaux et méthodes d'analyses.....	20
-CHAP4 : Résultats expérimentaux et discussion.....	35
-Conclusion.....	50
-Bibliographie.....	52

# **Introduction**

# INTRODUCTION

L'étude de l'interaction métal-silicium est d'une grande importance, particulièrement dans les applications des siliciures, comme barrière Schottky ou contact ohmique dans la technologie des circuits intégrés. Les siliciures offrent des propriétés physiques et chimiques intéressantes à cause de leur faible résistivité et de leur sensibilité chimique à haute température, ainsi que leur résistance à l'oxydation.

Le développement des techniques d'irradiation par faisceau d'ion a permis d'améliorer les procédés de modification des propriétés physico-chimique des matériaux.

L'irradiation par faisceau d'ion du système métal-silicium conduit à des déplacements atomiques qui se traduisent par l'interdiffusion des atomes de métal et de silicium au niveau de l'interface. Ce phénomène d'interdiffusion atomique est appelé mixage ionique.

L'irradiation par faisceau d'ion peut induire la formation des composés stables ou métastables à l'interface métal-silicium.

Notre travail porte sur l'étude des modifications induites par l'irradiation à température ambiante du système Cr/Si par des ions  $\text{Ar}^+$ ,  $\text{Kr}^+$  et  $\text{Xe}^+$  d'énergies 120,140, 350 keV respectivement avec différentes doses. Cette étude nécessite l'élaboration des couches minces de Cr déposées sur Si par évaporation thermique. Les effets induits par l'irradiation sur les échantillons Cr/Si ont été analysés par spectrométrie de rétrodiffusion de Rutherford, et après on simule les spectres expérimentaux obtenu à l'aide du programme GISAS3.

Ce mémoire comporte trois chapitres : le premier chapitre résume les principes fondamentaux de l'interaction ion-matière, afin d'introduire les notions de la perte d'énergie, pouvoir d'arrêt électronique et nucléaire, qui permettent de caractériser le ralentissement d'un ion projectile dans un matériau donné.

Le deuxième chapitre présente les procédures de préparation et d'irradiation des couches minces de Cr déposées sur Si. La technique d'analyse utilisée à savoir la spectrométrie de rétrodiffusion de Rutherford est également décrite. Les résultats expérimentaux obtenus sont récapitulés et discutés dans le troisième chapitre.

## CHAPITRE 1 :

# Généralités sur l'interaction Ion -matière

**CHAPITRE1 :**  
**Généralités sur l'interaction Ion – matière**

<b>1.1 - Principaux processus d'interaction.....</b>	<b>3</b>
a)-Collisions inélastiques avec les électrons .....	3
b)-Collisions inélastiques avec un noyau .....	3
c)-Collisions élastiques avec les électrons .....	3
d)-Collisions élastiques avec les noyaux.....	4
<b>1.2-Description analytique de l'interaction.....</b>	<b>5</b>
a)-collision élastique.....	5
b)-collision inélastique.....	7
<b>1.3-Parcours des ions dans la matière.....</b>	<b>7</b>
<b>1.4- perte d'énergie.....</b>	<b>9</b>
<b>1.4.1 - Grande vitesse : domaine de la perte d'énergie électronique.....</b>	<b>11</b>
a)-Perte d'énergie nucléaire.....	11
b)-Perte d'énergie électronique.....	12
<b>1.4.2- Faible vitesse : domaine de la perte d'énergie nucléaire.....</b>	<b>12</b>
a) Perte d'énergie électronique.....	13
b)Perte d'énergie nucléaire .....	13
<b>1.5-pouvoir d'arrêt.....</b>	<b>14</b>
<b>1.6-Création de défauts dans la matière.....</b>	<b>15</b>
a)-Création de défauts par collisions élastiques.....	15
b)-Création de défauts par collisions inélastiques.....	16

## CHAPITRE 1 :Généralités sur l'interaction Ion - matière

Un projectile pénètre dans un matériau peut interagir soit avec les électrons de ce matériau, soit avec les noyaux des atomes cibles, les mécanismes d'interaction ion matière dépend essentiellement de l'énergie et de la nature de projectile.

Cette première partie constitue un rappel général sur les interactions ion –matière, et concerne l'étude des transferts d'énergie entre un ion en mouvement et les constituants, noyaux atomiques et électrons d'un solide. Des rappels généraux sur les principaux processus d'interaction permettront d'introduire les notions de pouvoir d'arrêt nucléaire et pouvoir d'arrêt électronique de la matière sur un ion projectile.

### **1.2- Principaux processus d'interaction :**

Le passage des particules chargées dans la matière fait intervenir différents types d'interaction avec les atomes du milieu traversé. Selon que la particule subit une collision élastique où inélastique sur un électron où un noyau, on peut imaginer quatre types principaux d'interaction [1]:

#### **a)-Collisions inélastiques avec les électrons atomiques :**

C'est le mécanisme prépondérant qui conduit à l'ionisation ou l'excitation du milieu traversé, par lequel une particule chargée perd son énergie cinétique dans la matière. Elles sont prédominantes pour des projectiles à grande vitesse (ion d'énergie supérieure au mev/nucléon).

#### **b)-Collisions inélastiques avec un noyau :**

La particule est déviée par les forces coulombiennes et son ralentissement se manifeste par l'émission d'un rayonnement de freinage (bremsstrahlung). Elle peut aussi céder de l'énergie au noyau et amener celui-ci dans un état excité. C'est l'excitation coulombienne du noyau [2].

#### **c)-Collisions élastiques avec les électrons :**

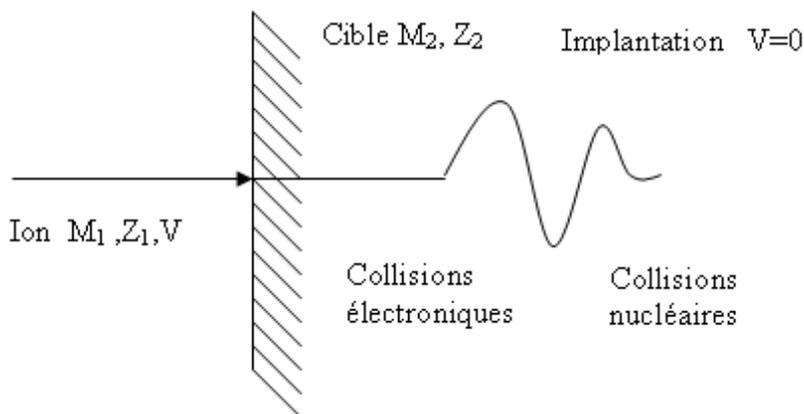
La particule chargée incidente peut être déviée dans le champ des électrons atomiques sans aucun transfert d'énergie. L'énergie et le moment sont conservés. Ce processus d'interaction n'est observé que pour des particules de très faible énergie (ion d'énergie inférieure au mev/nucléon) [2].

**d)-Collisions élastiques avec les noyaux :**

La particule chargée transmet de façon élastique de l'énergie cinétique au noyau de l'atome cible. Au cours de cette collision nucléaire, l'interaction est de type coulombien, et la particule incidente est diffusée sans rayonner ni exciter les noyaux, mais en conduisant à un endommagement pour tous les types de cible (isolants, métaux...). Ce processus est majoritaire pour des énergies de quelques keV/ nucléon [3]

La deuxième et la troisième processus sont insignifiants pour le ralentissement des particules chargées dans la matière, tandis que la première et la quatrième processus sont les plus prédominants. Ces mécanismes de transfert dépendent de l'énergie et de la masse de la particule chargée incidente ainsi que de la nature (masse et nombre atomique) de milieu ralentisseur.

L'irradiation de la matière par des faisceaux se traduit par l'étude de l'interaction entre les ions incidents et les atomes constituant de la cible. Les ions incidents vont perdre progressivement de l'énergie durant leur parcours dans la matière d'abord par excitation et ionisation atomique et puis par collision nucléaire jusqu'à s'arrêter (fig.1.1). L'énergie est cédée à travers des collisions qui font intervenir soit les électrons du cortège électronique des atomes de la cible. On parle alors de composantes nucléaires ou de composantes électroniques. Le mécanisme de transfert d'énergie peut donc être décrit par des pertes d'énergie d'ordre nucléaire et des pertes d'ordre électronique. Le passage d'un ion à travers la matière est caractérisé par le parcours et la perte d'énergie (pouvoir d'arrêt) dans le milieu traversé [4].



**Fig.1.1 :** Trajectoire schématique d'un ion dans la matière.

1.2-Description analytique de l'interaction :

a)-collision élastique :

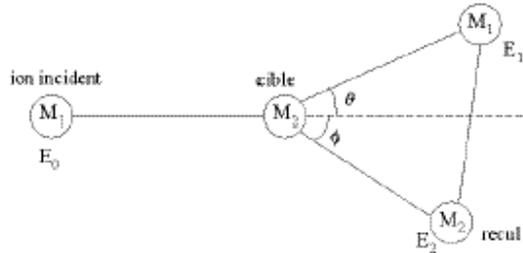


Fig1.2 : Représentation schématique d'une collision élastique

La figure (1.2) schématise une collision élastique entre un ion incident et un atome de la cible au repos.

La conservation de l'énergie implique :

$$E_0 = E_1 + E_2 \dots\dots\dots (1.1)$$

$$\frac{1}{2} M_1 V_0^2 = \frac{1}{2} M_1 V_1^2 + \frac{1}{2} M_2 V_2^2 \dots\dots\dots (1.2)$$

La conservation des quantités de mouvement :

$$\vec{P}_0 = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 \Rightarrow M_1 \vec{V}_0 = M_1 \vec{V}_1 + M_2 \vec{V}_2 \dots\dots\dots (1.3)$$

En décomposant suivant l'axe du mouvement et un axe perpendiculaire :

$$\begin{aligned} M_1 V_0 &= M_1 V_1 \cos \theta + M_2 V_2 \cos \phi \\ M_1 V_1 \sin \theta &= M_2 V_2 \sin \phi \end{aligned} \dots\dots\dots (1.4)$$

Et en exprimant  $E_2$  de deux manières différentes :

$$* E_2 = \frac{1}{2} M_2 V_2^2 = \frac{(M_2 V_2)^2}{2M_2} = \frac{(M_2 V_2 \sin \phi)^2 + (M_2 V_2 \cos \phi)^2}{2M_2} \dots\dots\dots (1.5)$$

$$* E_2 = \frac{1}{2} M_1 V_0^2 - \frac{1}{2} M_1 V_1^2 = \frac{(M_1 V_1 \sin \theta)^2 + (M_1 V_0 - M_1 V_1 \cos \theta)^2}{2M_2}$$

En simplifiant par  $M_1$  , en multipliant par  $M_2$  et en divisant par  $V_0^2$  :

$$\frac{V_1^2}{V_0^2} (M_1 + M_2) - 2 \frac{V_1}{V_0} M_1 \cos \theta + M_1 - M_2 = 0 \dots\dots\dots (1.6)$$

D'ou les solutions :

$$\frac{V_1}{V_0} = \frac{M_1 \cos \theta \pm \sqrt{(M_1 \cos \theta)^2 - (M_1 + M_2)(M_1 - M_2)}}{(M_1 + M_2)} \dots\dots\dots(1.7)$$

On garde la solution positive. Les vitesses étant prises en valeurs absolues :

$$\frac{V_1}{V_0} = \frac{M_1 \cos \theta + \sqrt{M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta}}{(M_1 + M_2)} \dots\dots\dots(1.8)$$

Et ainsi on peut écrire :

$$E_1 = KE_0 \dots\dots\dots(1.9) \quad \text{avec} \quad K = \frac{M_1 \cos \theta + \sqrt{M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta}}{(M_1 + M_2)} \dots\dots\dots(1.10)$$

$K$  est le facteur cinématique ou facteur de rétrodiffusion, tel que  $K = \frac{E_1}{E_1 + E_2}$  avec  $E_2$  l'énergie transférée à l'atome cible (atome de recul). De la même façon on calcule  $E_2$ , en éliminant la vitesse  $V_1$  dans la relation de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, en exprimant  $E_1$  de deux manières différentes:

$$\begin{aligned} * E_1 &= \frac{1}{2} M_1 V_1^2 = \frac{(M_1 V_1)^2}{2M_1} = \frac{(M_1 V_1 \sin \theta)^2 + (M_1 V_1 \cos \theta)^2}{2M_2} \dots\dots\dots(1.11) \\ * E_1 &= \frac{1}{2} M_1 V_1^2 - \frac{1}{2} M_2 V_2^2 = \frac{(M_2 V_2 \sin \phi)^2 + (M_1 V_0 - M_2 V_2 \cos \theta)^2}{2M_1} \end{aligned}$$

En réduisant les atomes en  $V_0^2$  et en simplifiant ensuite par  $M_2$  et  $V_2$  :

$$V_2 = \frac{2M_1}{M_1 + M_2} V_0 \cos \phi \dots\dots\dots(1.12)$$

Et on peut ainsi écrire l'énergie transmise :

$$E_2 = \frac{1}{2} M_2 V_2^2 = \frac{1}{2} M_2 \left( \frac{2M_1}{M_1 + M_2} V_0 \cos \phi \right)^2 \Rightarrow E_2 = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_0 \cos^2 \phi \dots\dots\dots(1.13)$$

L'énergie maximale transférée est obtenue dans le cas d'un choc frontal entre l'ion et l'atome -cible, et est égale à :

$$E_{2,\max} = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_0 \dots\dots\dots(1.14)$$

**b)-collision inélastique :**

Lors d'une collision inélastique, l'énergie cinétique totale du système n'est plus conservée car l'état interne des partenaires de la collision est modifié. Ce cas est donc plus complexe à résoudre que celui d'une collision élastique. La relation entre les énergies cinétiques de l'ion avant et après l'interaction est la suivante [5]:

$$E_0 = E_1 + E_2 + Q \dots\dots\dots (1.15)$$

Où  $E_2$  est l'énergie cinétique cédée aux électrons et  $Q$  représente la mesure de l'inélasticité de la diffusion. Dans le modèle de Thomas-Fermi, la vitesse orbitale moyenne des électrons est définie

par l'expression :  $V_e = V_0 Z_1^{\frac{2}{3}} \dots\dots\dots (1.16)$

ou  $V_0$  est la vitesse de l'électron dans l'atome de Bohr :  $V_0 = \frac{e^2}{hZ_1} \dots\dots\dots (1.17)$

**1.3-Parcours des ions dans la matière :**

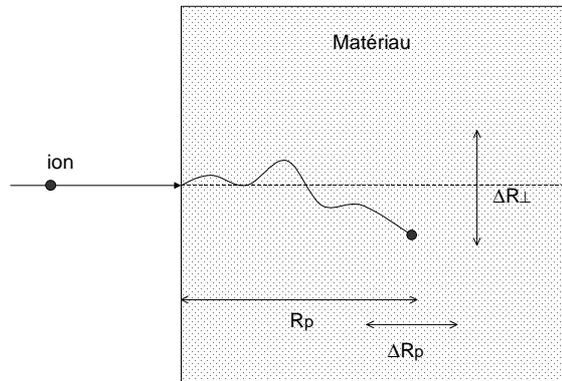
Le parcours d'un ion dans la matière est par définition la distance qu'il peut parcourir avant s'arrêter .Ce parcours total de l'ion peut être donné par la formule suivante :

$$R = \int_{E_0}^0 \left( \frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \dots\dots\dots (1.18)$$

Ou  $E_0$  est l'énergie de l'ion incident.

Les chocs atomiques étant prépondérant et aléatoires, il y a plusieurs changements de direction lors du parcours de l'ion incident .On définit le parcours projeté  $R_p$  qui est la projection de  $R$  dans la direction de l'ion incident, dans direction perpendiculaire à la surface [4].

Les différentes collisions vont induire autours de  $R_p$  une distribution statistique des parcours des ions .Le calcul du parcours tient compte des effets combinés des interactions électroniques et nucléaires, par ailleurs la répartition statistique en profondeur des parcours, si on la considère comme gaussienne est centrée sur  $R_p$  et caractérisée par un écart type  $\Delta R_p$  et une largeur a mi-hauteur (FWHM).  $\Delta X_p = 2.356 \Delta R_p$



**Fig1.3 :** Représentation schématique du parcours d'un ion dans la matière et définitions du parcours projeté et des dispersions longitudinale et transversale

La concentration d'ions implantés à une profondeur X est donnée par l'expression :

$$n(x) = N \exp\left(-\frac{(x - R_p)^2}{2\Delta R_p^2}\right) \dots\dots\dots (1.19) \quad \text{avec} \quad N = \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi}\Delta R_p} \dots\dots\dots (1.20)$$

N : Concentration des atomes au maximum de distribution (en atome par cm<sup>2</sup>).

Φ : Nombre total d'atome implanté (en atome par cm<sup>2</sup>).

On peut détermine la distribution spatiale des ions dans la matière soit par un calcul analytique dans différents moments, soit par simulations numériques.

Les méthodes de simulations numériques sont d'un accès plus direct que les méthodes de résolution analytique. Une simulation consiste à suivre le trajet d'un grand nombre d'ions pénétrant dans la cible. Il faut préalablement choisir une énergie, une position et une direction pour la particule. Celle-ci change de direction à chaque collision avec un des atomes de la cible et perd progressivement son énergie par ionisation et excitation électronique, lorsque l'énergie de l'ion devient inférieure à une énergie seuil choisie par l'utilisateur ou lorsque l'ion sort de la cible. La simulation se fait par le code de calcul SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter), ce logiciel permet la détermination des distributions en profondeur des ions implantés et des défauts créés, ainsi que celle des distributions énergétiques et angulaires des ions rétrodiffusés et transmis.

Les deux tableaux (1.1) et (1.2) donnent des valeurs de parcours  $R_p$  et  $\Delta R_p$  des ions : Kr, Xe dans Si et Cr pour déférentes d'énergies, calculées par SRIM 2006 [6].

Tab (1.1) : parcours  $R_p$  et  $\Delta R_p$  des ions Kr Xe dans Si pour déférentes énergies.

Ions incidents	Energies (Kev)	$R_p$ (A°)	$\Delta R_p$ (A°)
Kr	50	357	108
	140	823	220
	250	1413	350
	350	1986	469
Xe	50	312	82
	140	654	153
	250	1040	227
	350	1382	289

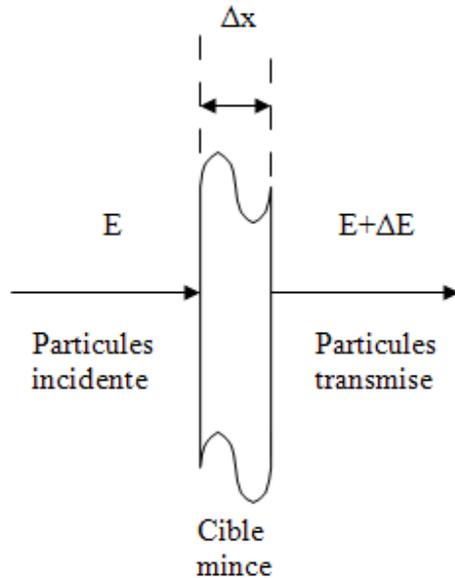
Tab (1.2) : parcours  $R_p$  et  $\Delta R_p$  des ions Kr Xe dans Cr pour déférentes énergies.

Ions incidents	Energies (Kev)	$R_p$ (A°)	$\Delta R_p$ (A°)
Kr	50	148	63
	140	347	132
	250	601	215
	350	849	292
Xe	50	125	46
	140	265	88
	250	426	133
	350	571	171

**1.4- Perte d'énergie :**

Une particule chargée pénétrant dans la matière, va perdre son énergie par différents types d'interactions avec le milieu cible pour s'arrêter finalement à une certain profondeur ou rebondir à la surface (phénomène de rétrodiffusion). On appelle cette perte d'énergie de particule par unité de distance parcourue **pouvoir d'arrêt** de matière cible :

$$P_E = -\frac{dE}{dx} = -\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta E}{\Delta x} \dots\dots\dots (1.21)$$



**Fig1.4:** perte d'énergie  $\Delta E$  d'un faisceau de particules dans la matière.

Ce concept peut être défini en ramenant l'interaction de la particule avec un constituant élémentaire de la cible comme par exemple ses atomes, on définit dans ce cas la section efficace d'arrêt :

$$S_E = \frac{P_E}{N} \dots\dots\dots (1.22)$$

Avec  $N$  : concentration atomique du matériau cible

L'expression analytique de la perte d'énergie rend compte du type d'interaction mise en jeu entre la particule incidente et l'atome cible. Si on considère une particule incidente de charge  $Z_1$ , d'énergie  $E$  et de masse  $M_1$  qui traverse une épaisseur  $dx$  composée de  $N$  centres diffuseurs, le nombre d'interactions qui se produiront avec une énergie de transfert  $T$  est donnée par :

$$\eta = Nd\sigma(E,T)dx \dots\dots\dots (1.23)$$

Où  $d\sigma$  représente la probabilité de transfert d'une énergie  $T$  par une particule d'énergie  $E$ , c'est à-dire la section efficace différentielle de collision.

L'énergie qui est transférée au cours de chaque collision s'écrit en fonction du nombre d'interactions :

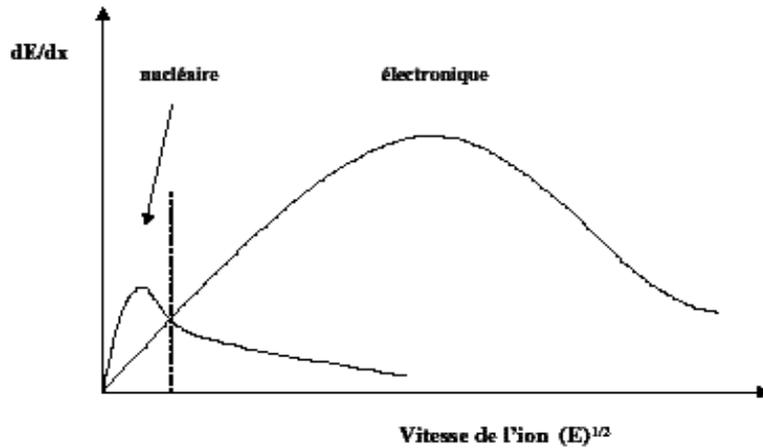
$$-dE(T) = NTd\sigma(E,T)dx \dots\dots\dots (1.24)$$

L'intégration de cette équation permet d'obtenir la perte d'énergie totale sur toutes les valeurs possibles de  $T$  comprises entre  $T_{MAX}$  et  $T_{MIN}$  :

$$-\frac{dE}{dx} = N \int_{T_{MIN}}^{T_{MAX}} Td\sigma(E,T) \dots\dots\dots (1.25)$$

La perte d'énergie est une fonction de la section efficace de transfert  $d\sigma(E,T)$ . Il est alors nécessaire de connaître la nature exacte de l'interaction entre la particule incidente et l'atome cible afin de définir un potentiel d'interaction. Deux modèles rendent compte des mécanismes de perte d'énergie, valables à grande et faible vitesse, la frontière entre ces deux régimes est régie par le rapport de la vitesse du projectile à la vitesse moyenne de ses électrons. Cette dernière est donnée d'après le modèle de Thomas-Fermi, par la relation (1.16).

Selon la valeur de ce rapport, les contributions du pouvoir d'arrêt électronique ou nucléaire seront prépondérantes.



**Fig1.5 :** Schéma de la variation des pertes d'énergie nucléaire et électronique en fonction de la vitesse de l'ion incident.

**1.4.1 - Grande vitesse : domaine de la perte d'énergie électronique :**

Dans le cas de collisions rapides, la vitesse de la particule incidente est supérieure à la vitesse de ses électrons orbitaux ( $v \gg v_0 z^{1/2}$ ), on peut considérer que l'interaction s'établit entre deux charges ponctuelles et utiliser un potentiel purement coulombien.

**a)-Perte d'énergie nucléaire :**

Soit une particule incidente de masse  $M_1$ , de charge  $Z_1 e$  et d'énergie cinétique  $E_1$  se dirigeant avec un paramètre d'impact  $b$  vers un atome cible au repos de masse  $M_2$ , de charge  $Z_2 e$ . La particule 1 subit une répulsion coulombienne qui la dévie d'un angle  $\theta$ .

D'après la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, l'énergie transférée au cours de la collision avec l'atome cible est :

$$T = T_{\max} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \dots\dots\dots (1.26)$$

où  $T_{\max}$  est l'énergie maximale transférée lors d'un choc frontal donnée par [7]:

$$T_{\max} = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E \dots\dots\dots (1.27)$$

La perte d'énergie par choc nucléaire s'écrit comme l'équation (1.24), et en intégrant entre les valeurs minimale et maximale de l'énergie transférée, nous obtenons la relation suivante :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_n = 2\pi N \frac{(Z_1 Z_2 e^2)^2}{M_2 V^2} \ln\left(\frac{T_{\max}}{T_{\min}}\right) \dots\dots\dots (1.28)$$

**b)-Perte d'énergie électronique :**

Dans le cas de la perte d'énergie électronique, l'interaction à lieu entre la particule incidente et les électrons de l'atome cible. Les approximations précédentes restent valables, à savoir une collision ponctuelle. Dans ce cas, la masse  $M_2$  est remplacée par celle de l'électron et la charge qui devient  $e$ . L'énergie maximale transférée aux électrons et d'après l'équation (1.27) est :

$$T_{\max} = 2m_e v^2 \dots\dots\dots (1.29)$$

L'expression analytique qui d'écrit la perte d'énergie électronique est donnée par la relation de Bethe [8]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{elec} = \frac{4\pi e^2 Z_1^2}{m_e v^2} NZ \ln\left(\frac{Zm_e v^2}{I}\right) \dots\dots\dots (1.30)$$

où I représente le potentielle moyen de l'ionisation de l'atome cible.

Le rapport entre les pertes d'énergie nucléaire et électronique s'exprime par :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e / \left(\frac{dE}{dx}\right)_n = \frac{M_2}{Z_2 m_e} \approx 3600 \dots\dots\dots (1.31)$$

La perte d'énergie nucléaire est négligeable devant la perte d'énergie électronique aux grandes vitesses. Les collisions inélastiques sont majoritaires et la perte d'énergie totale est inversement proportionnelle à l'énergie de la particule incidente.

**1.4.2- Faible vitesse : domaine de la perte d'énergie nucléaire**

A faible vitesse ( $v \ll v_0 z^{1/2}$ ), les interactions entre l'ion incident et les atomes de la cible sont considéré comme des collisions élastiques .Le transfert d'énergie conduit soit à des déplacements atomiques, soit à la rétrodiffusion ou l'arrêt total de l'ion incident. L'interaction étant purement coulombienne et l'expression de la section efficace différentielle de collision dépend essentiellement du potentiel coulombien  $V(r)$ écranté de type Thomas - Fermi [9] peut être utilisée:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \phi\left(\frac{r}{a}\right) \dots\dots\dots (1.32)$$

où  $r$  : la distance entre l'ion et l'atome cible et  $\Phi_{TF}$  la fonction de Fermi,  $a$  est la distance d'écrantage de Thomas-Fermi que l'on exprime sous la forme :

$$a = 0.8853 \frac{a_0}{\left( Z_1^{\frac{2}{3}} + Z_2^{\frac{2}{3}} \right)^{\frac{1}{2}}} \dots\dots\dots (1.33)$$

avec  $a_0 = 0.53A$  (rayon de Bohr).

**a)-Perte d'énergie électronique :**

A partir de potentiel écranté, Lindhard, Scharff et Schiott ont élaboré une théorie (dite théorie LSS) qui permet de donner une expression analytique de la perte d'énergie électronique :

$$\left( \frac{dE}{dx} \right)_e = 8\pi e^2 a \frac{NZ_2 Z_1^{\frac{7}{6}} v}{\left( Z_1^{\frac{2}{3}} + Z_2^{\frac{2}{3}} \right)^{\frac{3}{2}} v_0} \dots\dots\dots (1.34)$$

Cette formule montre que la perte d'énergie électronique varie de manière linéaire en fonction de la vitesse du projectile  $v_1$ .

**b)-Perte d'énergie nucléaire :**

Au fur et à mesure que la vitesse de l'ion diminue, la distance minimale d'approche du noyau cible augmente. Lorsque la vitesse de l'ion est de l'ordre de celle de ses électrons périphériques, il a tendance à devenir neutre. Dans ces conditions, la section efficace s'exprime par la relation :

$$\sigma(T, E) = \pi \frac{M_1}{M_2} \frac{(Z_1 Z_2 e^2)^2}{E_1} \frac{1}{T^2} \dots\dots\dots (1.35)$$

Le potentiel décrivant l'interaction entre la particule projectile et l'atome cible peut être considéré comme un potentiel de Coulomb écranté de type Thomas-Fermi (équation 1.32), dont la fonction d'écrantage est égale à :

$$\phi\left(\frac{r}{a}\right) = \frac{a}{2r} \dots\dots\dots (1.36)$$

d'où le potentiel d'interaction :

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2 a}{2r^2} \dots\dots\dots (1.37)$$

A partir de l'expression du potentiel d'interaction, la perte d'énergie nucléaire peut être exprimé par :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_n = \frac{\pi^2 NZ_1 Z_2 e^2 a M_1}{2(M_1 + M_2)} \dots\dots\dots (1.38)$$

**1.5-pouvoir d'arrêt :**

Le ralentissement des ions dans la matière est caractérisé par le pouvoir d'arrêt, noté ( $S = \frac{dE}{dx}$ ), qui correspond à la quantité d'énergie  $dE$  perdue sur l'élément de parcours  $dx$ , c'est une fonction de  $E$ .

L'interaction entre le projectile et l'atome cible est décrite en supposant deux processus distincts : la collision entre les deux noyaux et les interactions avec les électrons. Le premier correspond à la répulsion coulombienne qui provoque une déviation importante de la trajectoire [10], le second est lié aux excitations et ionisations des électrons qui sont autant d'énergie perdue par l'ion, mais qui n'infléchissent pas sa direction. Le pouvoir d'arrêt peut donc être séparé en deux composantes, nucléaire ( $S_n = \frac{dE}{dx}_n$ )..... (1.39)

et électronique ( $S_e = \frac{dE}{dx}_e$ )..... (1.40)

D'après J. Lindhard et collaborateurs [11], la perte d'énergie ou pouvoir d'arrêt par unité de longueur dans la cible est obtenue en sommant les pouvoirs d'arrêt nucléaire et électronique :

$$\left.\frac{dE}{dx}\right|_{total} = \left.\frac{dE}{dx}\right|_n + \left.\frac{dE}{dx}\right|_e \dots\dots\dots (1.41)$$

Pour un composé, le pouvoir d'arrêt est obtenir facilement à partir de ces éléments constitutifs grâce à la loi d'additivité de Bragg- kleemann [4]:

$$S_M(E) = \sum n_i S_i(E) \dots\dots\dots (1.42)$$

Ou :

- $S_M(E)$ : Pouvoir d'arrêt de composé.
- $S_i(E)$ : Pouvoir d'arrêt de l'élément i.
- $n_i$  : Fraction molaire de l'élément i.

**1.6-Création de défauts dans la matière :**

Le passage d'un ion dans la matière crée des défauts suite aux interactions électroniques et nucléaire entre l'ion et les atomes constitutifs de la cible, donc deux types de processus sont considérés être à l'origine de la création des défauts dans la matière : les processus élastiques conduisant à la mise en mouvement des atomes de la matière, et les processus inélastiques impliquant les niveaux électroniques (ionisation ou excitation) [5].

**a)-Création de défauts par collisions élastiques :**

Lorsque l'énergie transférée par le projectile à un atome de la cible est supérieure au seuil de déplacement atomique  $E_s$ , qui est l'énergie minimale nécessaire pour déplacer de manière définitif une atome cible de son cite, cet atome est éjecté.

Cet atome interstitiel éjecté de son site d'origine peut avoir acquis assez d'énergie cinétique lors de la collision pour déplacer à son tour d'autres atomes de la cible. On a ainsi création de déplacements secondaires, ternaires, ....etc, qui constitue une cascade de déplacements.

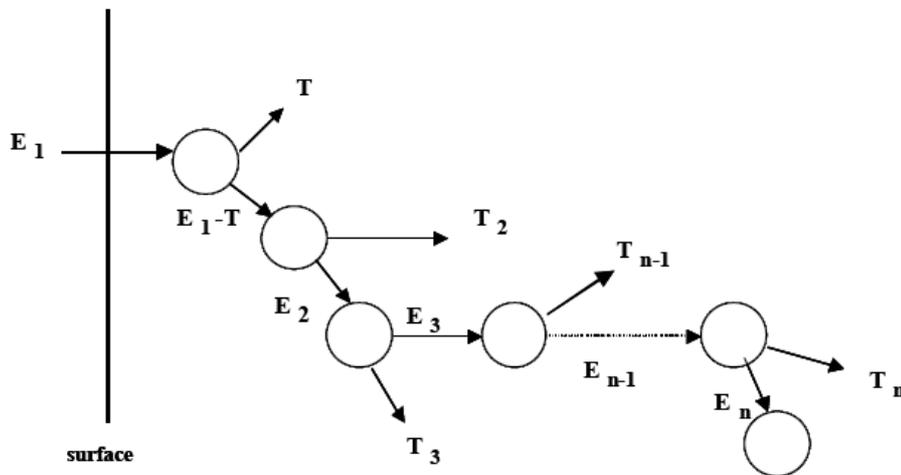
Le nombre d'atomes  $N_d$  déplacés par un noyau primaire (PAF premier atome frappé par l'ion projectile, ou PKA "Primary Knock-on Atom") ayant reçu l'énergie  $T$  a été modélisé par Kinchin et Pease. Trois cas différents se présentent [12].

- si  $T < E_s$ ,  $N_d = 0$  : Le noyau cible n'est pas déplacé.
- si  $E_s < T < 2E_s$ ,  $N_d = 1$  : Le noyau cible se déplace en position interstitielle laissant ainsi sa place à une lacune. L'ensemble interstitiel- lacune constitue une paire de Frenkel.
- si  $T > 2E_s$ ,  $N_d = \frac{E_1}{2E_s}$  : Le noyau cible est déplacé et devient à son tour un projectile

appelé primaire (PKA). On assiste à une cascade de déplacements.

La section efficace de création de défauts a été calculée par J.P. Biersack et collaborateurs [6]:

$$\sigma_{dpa} = \int_{E_0}^{T_{max}} \sigma(E_1, T) n d(T) dT \dots\dots\dots (1.43)$$



**Fig1.6:** formation d'une cascade de déplacement.

### b)-Création de défauts par collisions inélastiques :

Les défauts induits par collisions élastiques sont créés par des mécanismes directs. Au contraire, les défauts créés par chocs inélastiques, c'est-à-dire avec les électrons de la cible, font intervenir des processus complexes et indirects.

La notion de déplacement n'est plus utilisée et l'on se réfère directement à des concentrations en défauts. Les interactions inélastiques jouent un rôle mineur dans les métaux, mais sont très importantes pour les isolants et les composés organiques.

La question posée est alors de savoir comment se fait le retour à l'équilibre dans cette région perturbée après le passage d'un ion.

Avec les ions lourds rapides, dont le pouvoir d'arrêt électronique est supérieur au keV/nm, les densités d'énergie déposées près de la trajectoire de l'ion dépassent la dizaine de keV/nm<sup>3</sup>. Ainsi, plusieurs dizaines d'électrons par nm<sup>3</sup> sont éjectés avec des énergies cinétiques de l'ordre de la centaine d'eV. Cette forte densité d'ionisation peut conduire à la création d'une zone fortement endommagée, la « **trace latente** » [3].

## CHAPITRE 2 :

# Dispositifs expérimentaux et méthodes d'analyses

## CHAPITRE 2 : Dispositifs expérimentaux et méthodes d'analyses

<b>2.1-Procédures expérimentales.....</b>	<b>18</b>
<b>2.1.1-Préparation des échantillons.....</b>	<b>18</b>
<b>2.1.1.1-L'évaporation thermique.....</b>	<b>18</b>
<b>2.1.1.1.1-Description de système d'évaporation thermique.....</b>	<b>20</b>
<b>2.1.1.1.2-Procédure de nettoyage des substrats du silicium.....</b>	<b>21</b>
<b>2.1.1.1.3-Deposition des couches minces de Cr sur des substrats de Si.....</b>	<b>21</b>
<b>2.1.2-Irradiation des échantillons.....</b>	<b>22</b>
<b>2.1.2.1-L'implantation ionique.....</b>	<b>22</b>
<b>2.1.2.1.1-Présentation du logiciel SRIM.....</b>	<b>22</b>
<b>2.1.2.1.2-Description d'un implanteur ionique.....</b>	<b>23</b>
<b>2.2-Technique expérimentale d'analyses.....</b>	<b>25</b>
<b>2.2.1-Spectrométrie de retrodiffusion de Rutherford (RBS) .....</b>	<b>25</b>
<b>2.2.1.1-Principe de la technique.....</b>	<b>25</b>
a)-Facteur cinématique $k$ .....	26
b)-Section efficace de diffusion.....	27
c)-Perte d'énergie.....	29
<b>2.2.1.2-La hauteur du spectre.....</b>	<b>32</b>
<b>2.2.1.3-Rapport stoechiométrique.....</b>	<b>32</b>
<b>2.2.1.4-Sensibilité et limites de la technique.....</b>	<b>32</b>
a)-Résolution en profondeur.....	32
b)-Résolution en masse.....	33
c)-Sensibilité.....	33
<b>2.2.1.5-Le dispositif expérimental VDG(3.7) .....</b>	<b>33</b>
a)-Accélérateur des particules.....	33
<b>2.2.1.6-Simulation des spectres RBS.....</b>	<b>35</b>
c)-Le système de traitement des données.....	35
b)-La chambre d'analyse.....	36

## **CHAPITRE 2 :Dispositifs expérimentaux et méthodes d'analyses**

Les expériences réalisées dans le cadre de ce travail avaient pour but d'étudier, les effets d'irradiation dans (Si-Cr) avec différentes doses, Les procédures expérimentales mises en oeuvre comportent un nombre d'étapes qui dépend de l'étude réalisée.

Les expériences réalisées pour l'étude des effets d'irradiation se composent de deux étapes, la première de ces étapes consiste à déposer une couche mince de Cr sur des substrats de Si et ensuite irradier les échantillons avec des ions lourds tel que  $\text{Ar}^+$ - $\text{Kr}^+$ - $\text{Xe}^+$  avec différentes doses.

Les modifications physico-chimiques des échantillons irradiés sont ensuite analysées dans la deuxième étape par les techniques de microanalyse nucléaire « spectrométrie de rétrodiffusion Rutherford (RBS) ».

Les différentes procédures expérimentales relatives aux deux types d'étude sont décrites ci-après : préparation des échantillons, implantations ioniques, et analyses des échantillons.

### **2.1-Procédures expérimentales :**

#### **2.1.1-Préparation des échantillons :**

##### **2.1.1.1-L'évaporation thermique sous vide :**

Le dépôt de couches minces par évaporation, découvert en 1857 par Faraday [13], Il existe deux grandes familles de dépôt, les techniques de dépôt chimiques en phase vapeur (CVD) et les techniques de dépôt physique en phase vapeur (PVD). Les techniques de dépôt CVD impliquent, comme leur nom l'indique, la formation d'un film sur un substrat à partir de réactions chimiques. Dans la technique PVD, le dépôt est obtenu par condensation d'atome en phase vapeur. Les éléments métalliques entrant dans la composition du revêtement sont introduits sous forme solide et mis en phase vapeur, dans l'enceinte de dépôt, par un procédé physique : pulvérisation, évaporation par bombardement électronique ou évaporation sous vide par effet Joule [14].

L'évaporation c'est une méthode qui consiste simplement à évaporer ou à sublimer le matériau à déposer dans un creuset sous vide en le chauffant à haute température. Les atomes du matériau à évaporer reçoivent de l'énergie calorifique, c'est-à-dire que leur énergie vibratoire dépasse l'énergie de liaison et provoque l'évaporation. Le matériau évaporé est déposé par condensation sur le substrat à recouvrir, et une couche est formée sur le substrat.

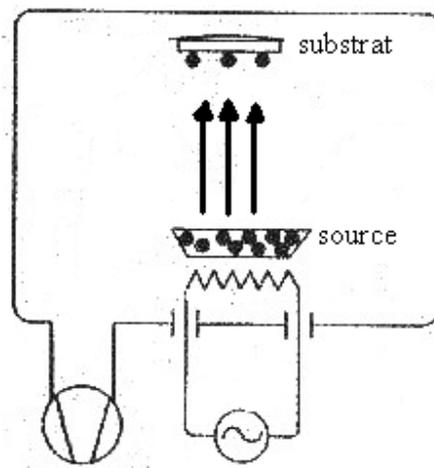
Il existe plusieurs méthodes pour chauffer le matériau :

- chauffage par effet Joule.
- chauffage par un faisceau d'électrons.
- chauffage par ablation laser.

L'évaporation thermique par effet Joule c'est la méthode qui on a fait utiliser dans notre travail. Sert à l'évaporation de matériau facile à fondre (figure II.3), et parce qu'elle est simple dans son application et moins coûteuse.

Le matériau à évaporer est placé dans un creuset chauffé soit thermiquement (flamme) soit électriquement (passage d'un fort courant dans le creuset d'évaporation, résistance chauffante) jusqu'à obtenir la température d'évaporation (passage par une phase liquide) du matériau. La phase vapeur se condense ensuite sur le substrat.

En général les paramètres de dépôt qui peuvent être contrôlés sont : le vide de l'enceinte, le taux de déposition, la température de substrat et sa structure [15].



**Fig 2.1 :** Schéma de principe d'évaporation thermique [16].

### 2.1.1.1.1-Description de système d'évaporation thermique :

Le système d'évaporateur utilisé est schématisé dans la figure (2.2), il constitué principalement d'une enceinte d'évaporation, d'un système de vide et d'un générateur de courant. L'enceinte d'évaporation est une chambre cylindrique en verre (pyrex) de 29 cm de diamètre, et de 35 cm de hauteur, à l'intérieur de laquelle une pression de l'ordre de  $10^{-7}$  mbar est obtenue grâce à un système de pompage classique. L'enceinte est équipée des éléments suivants :

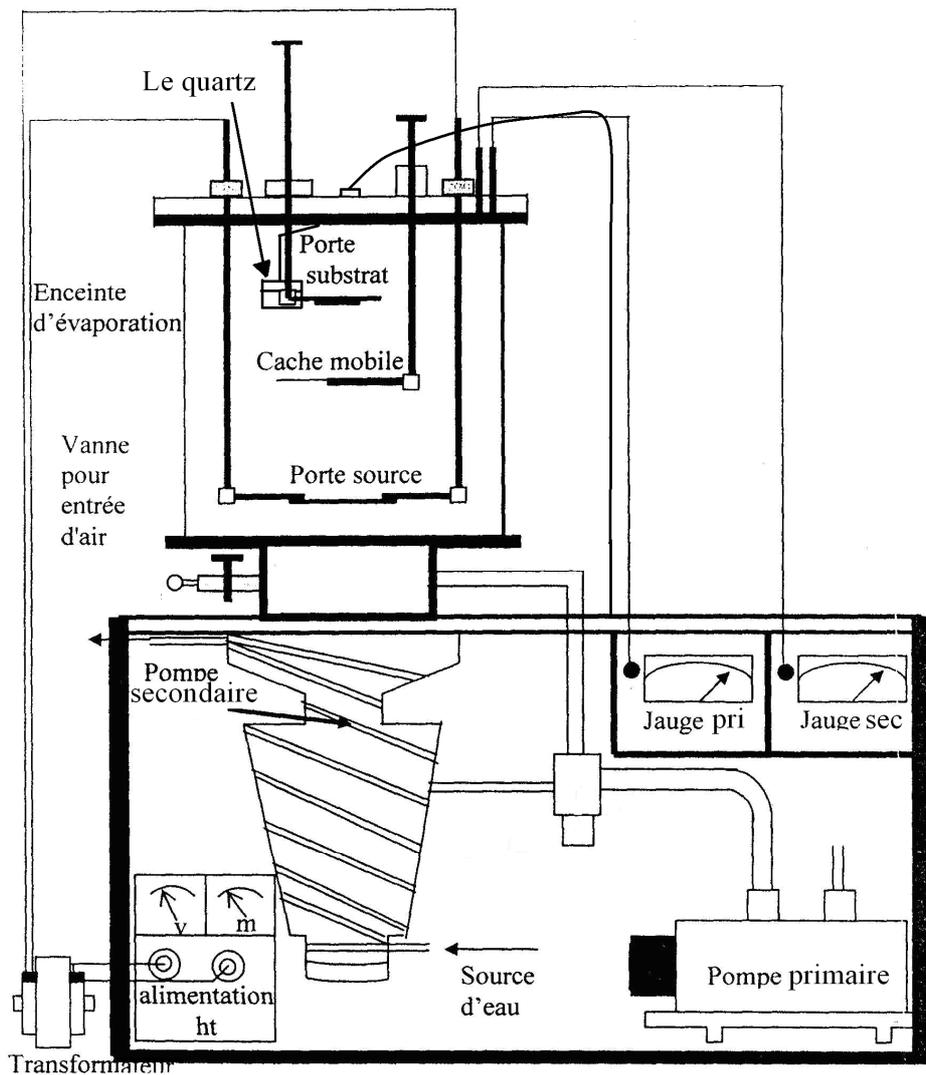


Fig 2.2: Schéma du système d'évaporation thermique [4].

a- Un porte substrat : c'est un plateau circulaire en duralumin, de 25 cm de diamètre. Il est suspendu au toit de l'enceinte par trois tiges conductrices. La distance entre la cible et le porte substrat est de 10 cm et est ajustable.

b- Un cache mobile : c'est une pièce métallique placée entre le porte substrat et le porte source, il est fixé à un bras mobile permettant sa manipulation de l'extérieur de l'enceinte.

c- Un porte source : il est constitué de deux bras métalliques qui permettent de fixer le creuset. Pour le chauffage de le porte source, un générateur de tension alternative de 380 V à courant réglable est utilisé. Il alimente le primaire d'un transformateur dont le secondaire est relié à l'enceinte à travers son toit.

#### **2.1.1.1.2- Procédure de nettoyage des substrats du silicium :**

Toujours avant de déposer les dépôts métalliques sur les substrats de Si, il faut nettoyer ces derniers pour déposer des substrats exempts de tout contaminant, pour ce la ils doivent subir les étapes de nettoyage suivante :

Dégraissage : chaque substrat de silicium immergent dans des solvants organique (trichloréthylène, acétone et méthanol) pendant trois minutes et puis le rincent à l'eau distillée.

Décapage : chaque substrat de silicium immergent dans une solution pure d'acide fluorhydrique (10%) pendant trois minutes et puis le rincent à l'eau distillée. Le but de cette opération est d'éliminer la couche d'oxyde.

Immédiatement après ces opérations, les substrats de silicium sont placés dans l'enceinte d'évaporations.

#### **2.1.1.1.3-Deposition des couches minces de Cr sur des substrats de Si:**

Dans notre travail on a utilisé comme substrat des plaquettes commercialisées de silicium de type (n), de 300  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, d'orientation (111) de forme rectangulaire  $4 \times 1 \text{ cm}^2$ .

Avant de déposer le Cr sur le substrat de Si, il faut appliquer les procédures de nettoyage q'on a cité précédemment (le dégraissage et le décapage).

Nous avons déposé une quantité de Cr en poudre dans le creuset du tungstène qui est un matériau réfractaire, qui ne réagit pas chimiquement avec le Cr. Nous avons placé le substrat de silicium en face la source à une distance de 10 cm, cette distance est suffisamment petite

comparée au libres parcours moyens des molécules de gaz résiduel dans l'atmosphère de l'enceinte, et permet d'éviter les collisions des atomes de Cr avec ces molécules.

Par la suite, nous avons procédé à la mise sous vide de l'enceinte d'évaporation jusqu'à une pression de l'ordre de  $2 \times 10^{-7}$  mbar. A cette pression, nous avons commencé à chauffer le creuset de tungstène jusqu'à la fusion puis évaporation du Cr.

Le chauffage de creuset par effet Joule est maintenu durant toute la durée du dépôt à la fin de laquelle le cache mobile est utilisé pour protéger le substrat et éviter des dépôts de Cr additionnels, le Cr est déposée par condensation sur le substrat de Si.

Les différents dépôts de Cr sur Si ont été préparés au niveau de CNRA (Centre Nucléaire de la Recherche d'Alger) et réalisés pour des durées de 60 à 120 s.

### **2.1.2-Irradiation des échantillons :**

#### **2.1.2.1 L'implantation ionique:**

L'implantation ionique consiste à envoyer un faisceau d'ions accéléré sur la surface d'un matériau, et permet ainsi d'introduire un nombre de ces ions dans la zone superficielle de ce matériau, avec une concentration et une profondeur contrôlées. Les mécanismes physiques sur lesquels se base l'implantation ionique sont connus et compris dans les cas simples et théoriques (voir chapitre1) [17].

##### **2.1.2.1.1 Présentation du logiciel SRIM :**

Le logiciel SRIM (Stopping and Range of Ion in Mater) permet de prévoir la trajectoire d'un ion incident durant son parcours dans le matériau cible, et simuler leur pénétration. Ce logiciel couple deux méthodes : celle de Kinchin-Pease, permettant de déterminer le nombre total d'atomes déplacés dans le matériau, et celle de la cascade de collision, qui permet le suivi des atomes-cibles jusqu'à ce que leur énergie devienne inférieure à  $E_d$ .

La méthode Monte-Carlo différencie les pertes d'énergie nucléaire et électronique, en les considérant comme indépendantes, et les valeurs de pouvoir d'arrêt utilisées ont été établies à partir de table semi-empirique et l'énergie transférée à un atome-cible est analysée pour donner les résultats suivants [18]:

- » La distribution en profondeur des ions incidents et le parcours moyen  $R_p$ .
- » La distribution en profondeur des déplacements atomiques et des défauts générés, ce qui permet de calculer le nombre de (dpa).
- » La distribution en profondeur de l'énergie déposée par ionisation et des phonons produits.

- » La distribution suivant les trois dimensions de l'espace des ions implantés.
- » Le profil de perte d'énergie des ions dans le matériau en fonction de la profondeur, et le nombre de chocs générés.

Toutefois, ce programme ne prend pas en compte la température du substrat (considérée constante à 0 K). Il décrit le comportement des ions qui pénètrent dans le matériau et ne considère pas la manière dont se fait le retour à l'équilibre suite à cette violente perturbation [19].

### 2.2.2.2-Description d'un implanteur ionique :

L'implantation ionique est un procédé purement physique, où des ions sélectionnés sous très basse pression résiduelle sont accélérés à des énergies de l'ordre de la dizaine de keV, afin d'introduire ces ions dans les couches superficielles du matériau.

Un implanteur d'ions est donc composé de trois parties distinctes :

- Le terminal : est constitué d'une source d'ions, d'un système d'extraction d'ion et d'un analyseur magnétique pour la séparation isotopique.
- Le guide de faisceau : comprend une colonne d'accélération, une lentille de focalisation et un système de balayage X-Y.
- Une chambre d'implantation : dans cette chambre, on pose les échantillons, et on la bombarde par un faisceau d'ions, de concentration et énergie bien déterminé.

La figure (2.3) représente schématiquement un implanteur ionique.

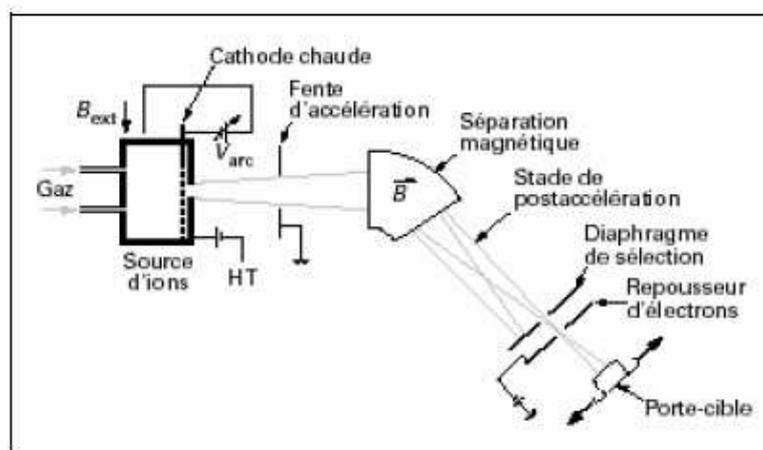


fig2.3 : Représentation schématique d'un implanteur ionique [20].

L'élément à implanter peut être introduit dans la source d'ion sous forme de gaz ou de solide. La source d'ion est constituée principalement d'une chambre à arc, d'un filament de tungstène, de deux pôles d'aimant et d'un four destiné à fusionner et vaporiser les sources solides.

Le chauffage de filament de tungstène provoque l'émission d'électron qui est d'une part accéléré vers les parois de la chambre à arc et d'autre part soumis au champ magnétique des deux pôles d'aimants. Les deux actions simultanées permettent aux électrons de décrire des trajectoires en spirale et interagir avec les atomes ou les molécules du gaz ou de la vapeur pour former un plasma. Les ions du plasma qui vont former le faisceau sont extraits par un système d'électrodes, le faisceau ainsi extrait est composé d'une espèce d'ions. Le passage de faisceau à travers l'aimant d'analyse permet de sélectionner les ions désirés, les ions de faisceau peuvent être accélérés et focalisés en fonction des paramètres d'implantation. Le faisceau d'ions subit aussi une déflexion d'un angle de  $7^\circ$  pour éliminer les particules et les molécules neutre présentes dans le faisceau. L'uniformité de la dose implantée à travers l'échantillon est assurée par un système de balayage X-Y constitué de plaques électrostatiques.

L'irradiation des échantillons Cr/Si a été effectuée avec des faisceaux d'ions  $\text{Ar}^+$ ,  $\text{Kr}^+$  et  $\text{Xe}^+$  dont l'énergie est de 120,140 et 350 keV respectivement. Les doses d'irradiation pour les ions dans notre expérience sont dans le tableau suivant :

L'élément	La dose (ion/cm <sup>2</sup> )	L'élément	La dose (ion/cm <sup>2</sup> )
<b>Ar<sup>+</sup></b>	$2.10^{15}$	<b>Ar<sup>+</sup></b>	$2.10^{16}$
<b>Kr<sup>+</sup></b>	$1.10^{15}$	<b>Kr<sup>+</sup></b>	$9.10^{15}$
<b>Xe<sup>+</sup></b>	$8.10^{14}$	<b>Xe<sup>+</sup></b>	$5.10^{15}$
<b>Xe<sup>+</sup></b>	$1.10^{15}$	<b>Xe<sup>+</sup></b>	$2.10^{16}$
<b>Kr<sup>+</sup></b>	$8.10^{14}$	<b>Kr<sup>+</sup></b>	$5.10^{15}$

Tab (2.1) : Les doses d'irradiation pour  $\text{Ar}^+$ ,  $\text{Kr}^+$  et  $\text{Xe}^+$  dans notre expérience.

Pour éviter le phénomène de canalisation des ions, les échantillons ont été fixés à un angle de  $7^\circ$  par rapport à la direction d'incidence de faisceau.

Tous les expériences d'implantation ont été effectuées à température ambiante ( $T_{amb}$ ).

### 2.3-Technique expérimentale d'analyses :

#### 2.3.1-Spectrométrie de retrodiffusion de Retherford (RBS) :

La spectroscopie de retrodiffusion de Retherford RBS est une méthode d'analyse quantitative, utilisent la diffusion élastique entre noyaux atomique. Cette technique est principalement utilisée pour étudier les films minces, l'implantation des ions, la diffusion...etc.

Cependant, la méthode peut également être étendue à une analyse en profondeur permettant la détermination de profil de concentration [21].

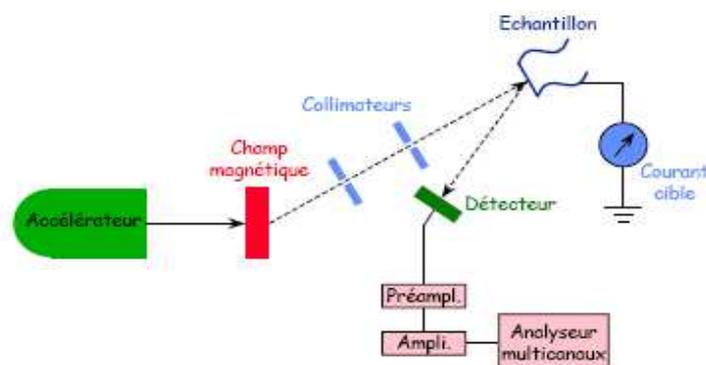
##### 2.3.1.1-Principe de la technique :

La technique RBS est basée sur l'interaction coulombienne entre le faisceau des particules chargées incident et les noyaux atomiques des éléments constituant l'échantillon à analyser. Elle consiste à mesurer l'énergie et le nombre des particules chargées du faisceau ayant subi une retrodiffusion.

L'énergie des particules rétrodiffusées détectées à une certain angle dépend de la perte d'énergie dans l'échantillon (au cours de la pénétration et durant la retrodiffusion) (voir chapitre1).

Le rapport entre les énergies du projectile après et avant la collision ( $E_1/E_0$ ) est appelée le facteur cinématique. Les paramètres importants permettant de décrire une diffusion coulombienne sont [4]:

- le facteur cinématique  $K(\theta)$ .
- l'angle  $\theta$  entre la direction du faisceau incident et le détecteur.
- la probabilité pour que les particules soient diffusées à cette angle qui est la section efficace de diffusion  $\sigma(\theta)$ .



**Fig2.4 :** Schéma de principe du dispositif expérimental associé à la technique RBS [22].

En mesurant le nombre et la distribution énergétique des particules rétrodiffusées, nous obtenons un spectre qui reflète la composition atomique et le profil en profondeur des éléments présents dans l'échantillon, la section efficace de diffusion et le facteur cinématique doivent être connus précisément pour pouvoir interpréter un spectre RBS.

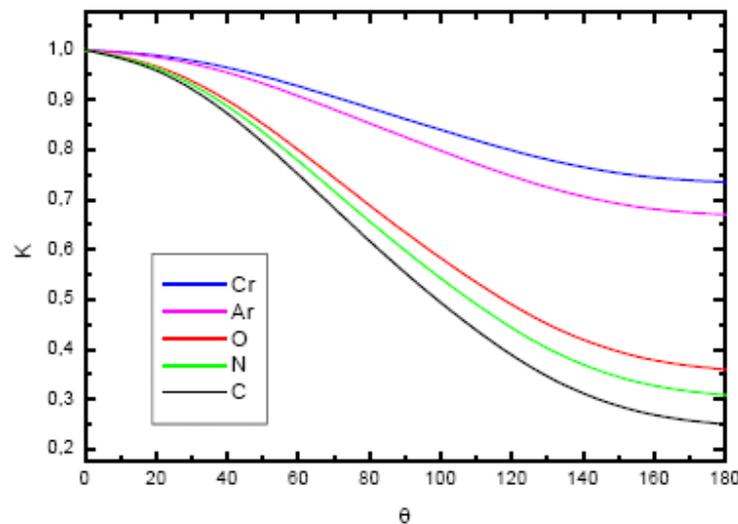
**a)-Facteur cinématique k:**

Le facteur cinématique  $K$  est défini comme il a été indiqué dans le chapitre 1, par le rapport entre les énergies  $E_1$  et  $E_0$  selon l'expression :

$$k = \frac{E_1}{E_0} = \left( \frac{\left[ (M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2} + M_1 \cos \theta \right]}{(M_1 + M_2)} \right)^2 \dots\dots\dots (2.1)$$

Ainsi, le facteur cinématique  $K$  ne dépend que des masses  $M_1$  et  $M_2$  et de l'angle  $\theta$ : pour une angle  $\theta$  donné, la valeur de l'énergie de la particule rétrodiffusée permet d'identifier la nature des atomes de la cible.

Le graphe suivant montre l'évolution du facteur cinématique  $K$  en fonction de l'angle de rétrodiffusion pour le Cr et autres éléments.



**Fig2.7 :** Graphe montre la variation du facteur cinématique  $K$  en fonction de l'angle de rétrodiffusion  $\theta$  pour un faisceau de particules  $\alpha$  [23].

On constate que si  $\theta = 180^\circ$ , les écarts en énergie des différents éléments sont les plus grands.

$$K(\theta = 180^\circ) = \left( \frac{M - m}{M + m} \right)^2 \dots\dots\dots (2.2)$$

Cela veut dire que la résolution de la méthode est la plus grande aux angles qui correspondent à la diffusion vers l'arrière. Lorsqu'on réalise l'analyse, l'arrangement expérimental idéal devrait être tel que la détection des particules diffusées soit faite à des angles proches de  $180^\circ$ . La valeur de  $K$  à  $\theta = 180^\circ$  peut être utilisée pour réaliser une approximation et calculer les  $K$  des éléments dans cette situation.

Le facteur cinématique d'un élément lourd est plus grand que celui d'un élément léger. En pratique, quand un échantillon contient deux types d'atomes qui diffèrent dans leur masse d'une petite quantité  $\delta M$  il est important que cette différence se traduise par une valeur plus grande possible de  $\delta E$  dans l'énergie  $E$  mesurée de la particule incidente après collision [23].

#### **b)-Section efficace de diffusion :**

La section efficace différentielle de diffusion notée  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  est définie comme étant la probabilité pour qu'une réaction particulière donnée se produise. Elle dépend de la nature du noyau de la particule incidente, et de son énergie de la particule éjectée, et de l'angle de détection  $\theta$ .

Si  $\Delta n$  est le nombre de particules qui arrivent sur le matériau et  $dn$  représente le nombre de particules pour un angle  $\theta$  dans une angle solide  $d\Omega$  centré en  $\theta$ , la section efficace est définie comme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{\Delta n N_A t} \left( \frac{dn}{d\Omega} \right) \dots\dots\dots (2.3)$$

Avec  $N_A t$  : le nombre d'atome par  $\text{cm}^2$ .

L'unité de la section efficace est le barn/stéradian.

La loi de Rutherford est une approximation où seule la force électrostatique, le potentiel coulombien, et les conservations de l'énergie cinétique et de la quantité de mouvement sont considérés. Dans cette approximation, la particule incidente suit une trajectoire classique et le

calcul de l'interaction entre un projectile de masse  $m$  et un noyau cible de masse  $M$  donne la formule de Rutherford pour la section efficace :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{Z_a Z_A e^2}{2E \sin^2 \theta} \right)^2 \frac{\left[ (M^2 - m^2 \sin^2 \theta)^{1/2} + M \cos \theta \right]^2}{M (M^2 - m^2 \sin^2 \theta)^{1/2}} \dots\dots\dots (2.4)$$

Avec :

$Z_a$  : Le numéro atomique de a.

$Z_A$  : Le numéro atomique de A.

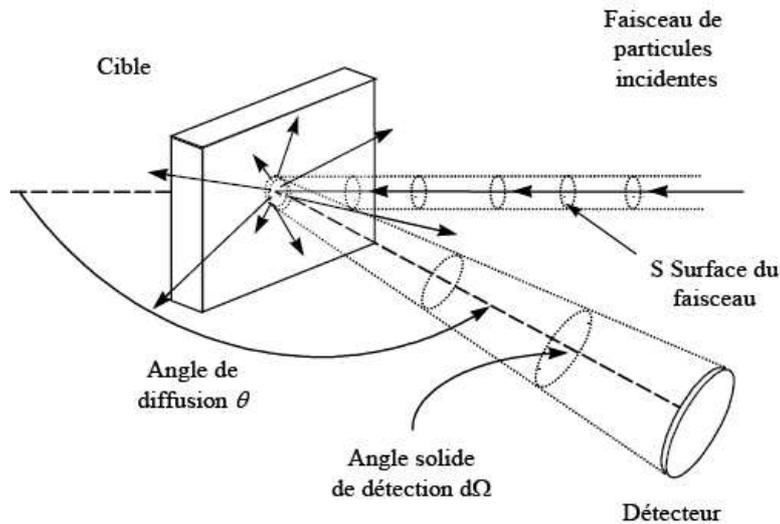
$E$  : L'énergie de la particule incidente.

$\theta$  : L'angle de rétrodiffusion.

Si  $M_2 \gg M_1$ , l'équation (2.3) devient :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right)^2 \sin^{-4} \left( \frac{\theta}{2} \right) \dots\dots\dots (2.5)$$

L'équation (3.3) montre que la sensibilité de la technique est meilleur pour une cible lourde, puisque la section efficace est proportionnelle à  $Z_2^2$  .



**Fig 2.6 :** Schéma de la rétrodiffusion de particules pour un angle  $\theta$  dans un angle solide  $d\Omega$  (23).

**c)- Perte d'énergie:**

L'analyse en profondeur est déduite de la perte d'énergie de la particule incidente sur son trajet allé et retour. Comme on l'a vu dans le premier chapitre, une particule énergétique chargée qui traverse la matière perd de l'énergie selon deux processus : des collisions avec les noyaux de la cible (perte d'énergie nucléaire) et le deuxième, l'ionisation et l'excitation des atomes (perte d'énergie électronique). Dans le cas d'une perte d'énergie électronique, on peut décrire le ralentissement de la particule, appelé perte d'énergie par unité de longueur parcourue par l'ion, selon l'équation (1.30) du chapitre 1, Une notion plus commode à utiliser est le pouvoir d'arrêt  $\varepsilon$  qui est défini comme :

$$\varepsilon = \frac{\left( -\frac{dE}{dx} \right)}{N} \dots\dots\dots (2.6)$$

Lorsqu'une particule chargée est accélérée, elle entre en collision avec la matière.

L'interaction particule matière peut donner lieu à quatre phénomènes physiquement différents (voir chapitre 1) :

L'un des facteurs principaux qui joue un rôle important dans les théories de l'arrêt des ions dans un matériau est la perte d'énergie par unité de profondeur autrement dite le pouvoir d'arrêt ou le « Stopping Power » en anglais.

Lors de collisions entre une particule incidente et la matière, la particule y pénètre dans la matière, son énergie cinétique diminue c'est-à-dire qu'il y a une certaine quantité d'énergie perdue  $dE$  dans le trajet par rapport à la distance parcourue dans la cible  $dx$ . On définit le rapport  $S(E) = \frac{dE}{dx}$  comme le pouvoir d'arrêt de la réaction.

Dans la gamme d'énergie de quelques centaines de keV à quelques MeV, la perte d'énergie nucléaire est négligeable devant la perte d'énergie électronique.

Considérons une cible mince d'épaisseur  $x$  formée d'un seul élément de masse  $M_2$ . Lorsqu'elle est bombardée par des particules de masse  $M_1$  et d'énergie  $E_0$  (figure 2.7), Le séjour du projectile ionique dans la cible se subdivise en deux temps:

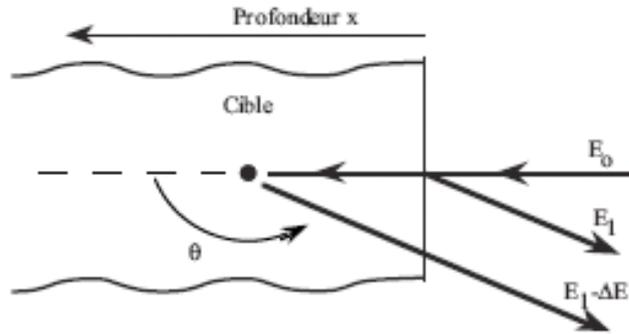


Figure 2.7 : La collision entre une particule incidente et la matière [24].

1. Pénétration du projectile ionique dans la cible « trajet aller ».

$$E_1(x) = E_0 - \int_0^x \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{aller}} dx \dots\dots\dots (2.7)$$

2. Après la diffusion sur un atome de la cible à cette profondeur x « trajet retour ».

$$E_2(x) = KE_1 - \int_0^x \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{retour}} dx \dots\dots\dots (2.8)$$

Donc la perte d'énergie totale  $\Delta E$  du parcours aller et du parcours retour est :

$$\Delta E = KE_0 - E_2 \dots\dots\dots (2.9)$$

Et enfin : en remplaçant  $E_2$  dans l'équation (2.9) :

$$\Delta E = K \int_0^x \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{aller}} dx + \int_0^x \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{retour}} dx \dots\dots\dots (2.10)$$

En posant :

$$\Delta E_{\text{aller}} = \int_0^x \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{aller}} dx \quad \text{et} \quad \Delta E_{\text{retour}} = \int_0^x \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{retour}} dx$$

on obtient :

$$\Delta E = K\Delta E_{\text{aller}} + \Delta E_{\text{retour}} \dots\dots\dots (2.11)$$

Si on suppose que la perte d'énergie  $\frac{dE}{dx}$  est constante sur chaque parcours ; on peut simplifier

les équations (2.7) et (2.8) :

$$E_1 = E_0 - \Delta x \int_0^x \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{aller}} \dots \dots \dots (2.12)$$

$$E_1 = KE_1 - \frac{\Delta x}{\cos \theta} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{retour}} \dots \dots \dots (2.13)$$

La perte d'énergie totale sera :

$$\Delta E = \left( K \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{entrée}} + \frac{1}{\cos \theta} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{sortie}} \right) \Delta x \dots \dots \dots (2.14)$$

L'hypothèse de  $\frac{dE}{dx}$  constant (Pour une cible mince) conduit à une relation linéaire entre  $\Delta E$

et  $\Delta x$  :

$$\Delta E = [s] \Delta x \dots \dots \dots (2.15)$$

$[s]$  : Le pouvoir d'arrêt.

L'équation (2.13) peut être écrite en fonction de section efficace d'arrêt  $[\varepsilon]$  :

$$\Delta E = N[\varepsilon] \Delta x \dots \dots \dots (2.16)$$

Où  $N$  est la densité atomique de matériau.

Nous aurons :

$$[s] = \left( KS_{\text{aller}} + \frac{1}{\cos \theta} S_{\text{retour}} \right) \dots \dots \dots (2.17)$$

Qui peut également s'écrire sous la forme suivante :

$$[\varepsilon] = \left( K\varepsilon_{\text{aller}} + \frac{1}{\cos \theta} \varepsilon_{\text{retour}} \right) \dots \dots \dots (2.18)$$

Dans le cas général, où le faisceau incident arrive avec un angle  $\theta_1 \neq 0$  par rapport à la normale de la cible l'équation (2.16) sera:

$$\Delta E = \left( \frac{k}{\cos \theta_1} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{entrée}} + \frac{1}{\cos \theta} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{sortie}} \right) \Delta x \dots \dots \dots (2.19)$$

Notons que :

- » La perte d'énergie est grande pour les projectiles rétrodiffusés aux grandes profondeurs.
- » La profondeur maximale d'analyse par RBS est définie comme étant la profondeur dans laquelle les particules rétrodiffusées sortent avec des énergies nulles.

**2.3.1.2-La hauteur du spectre :**

Le nombre d'événements de la rétrodiffusion comptés dans un canal du spectre :

$$H = Q\Omega\sigma N\delta x \dots\dots\dots (2.20)$$

Où :

$Q$  : Le nombre totale de particules incidentes.

$\Omega$  : L' angle solide de détection.

$\sigma$  : La section efficace différentielle moyenne de l'élément.

$N$  : Le nombre d'atome par unité de volume.

$\delta x$  : L'épaisseur correspondant à un canal.

**2.3.1.3-Rapport stœchiométrique :**

Soit une couche mince  $A$  déposée sur un substrat  $B$ . La stœchiométrie d'un composé  $A_m B_n$  peut être déterminée par le rapport des hauteurs des signaux ( $H_A$  et  $H_B$ ) correspondant aux atomes  $A$  et  $B$ .

Avec l'utilisation de l'approximation suivante :

$$\frac{\sigma_A(E_0, \theta)}{\sigma_B(E_0, \theta)} \approx \left( \frac{Z_A}{Z_B} \right)^2 \dots\dots\dots (2.21)$$

On à :

$$\frac{m}{n} = \frac{H_A}{H_B} \left( \frac{Z_B}{Z_A} \right)^2 \dots\dots\dots (2.22)$$

**2.3.1.4-Sensibilité et limites de la technique :****a) Résolution en profondeur :**

La conversion de l'énergie des particules rétrodiffusées en profondeur peut être effectuée par la relation suivante :

$$x = \frac{\Delta E}{[S]} = \frac{1}{N} \frac{\Delta E}{[\epsilon(E)]} \dots\dots\dots (2.23)$$

$N$  : La densité atomique de cible.

$\Delta E$  : La perte d'énergie dans l'intervalle d'épaisseur  $x$ .

$[\epsilon(E)]$  : Le facteur de section efficace d'arrêt.

D'après l'équation (2.23) la résolution en profondeur dépend de :

- » La nature de l'échantillon analysé.
- » L'énergie des particules incidentes.
- » La résolution en énergie du système de détection utilisé.

### b) Résolution en masse:

Dans le cas d'une couche de composition  $[A, B]$ , et en raison de la résolution en énergie  $\Delta E_d$  du système de détection, les pics présentent une largeur à mi-hauteur, qui limite la possibilité de distinguer les éléments de masses voisines de celle de la cible. La séparation des signaux de deux éléments n'est possible que si la relation suivante est vérifiée :

$$|M_B - M_A| > \frac{\Delta E_d}{E_0} \frac{(M_A + M_1)^3}{4M_1(M_B - M_1)} \dots\dots\dots (2.23)$$

Comme tout système de détection limitée, il y a lieu de constater qu'une bonne résolution en masse peut être obtenue par :

- » L'augmentation de l'énergie initiale  $E_0$ .
- » L'utilisation de particules incidentes de masse élevée.
- » La détection des particules rétrodiffusées à des angles très proches de  $180^\circ$ .

### c) Sensibilité :

La sensibilité est liée au taux de comptage pour un type d'ions donné. Elle augmente avec la masse car elle dépend de la section efficace de rétrodiffusion. Cette sensibilité se détériore si on augmente l'énergie, du fait la variation de la section efficace en  $E^{-2}$ .

#### 2.3.1.5-Le dispositif expérimental VDG (3.7) :

Le dispositif expérimental associé à la technique RBS est composé d'un accélérateur de particules, d'une chambre d'analyse et d'un système de traitement de données (fig2.9).

#### a)Accélérateur des particules :

L'accélérateur des particules chargées est un outil indispensable dans l'analyse des échantillons par la technique RBS. L'accélérateur Van de Graff au centre nucléaire d'Alger produit et accélère des protons ( $P^+$ ), deutons ( $D^+$ ) ou de particules alpha ( $He^+$ ) avec des énergies de 1 Mev à 3.75 Mev.

L'accélérateur est constitué essentiellement de :

- La source :

Dans la source on fait injecter le gaz sous faible pression (hydrogène, deutérium, hélium) emmagasiné dans des bouteilles. Le gaz est ionisé par une décharge haute fréquence. Les ions positifs produits sont ensuite éjectés de la source par l'intermédiaire d'un potentiel d'extraction appliqué sur l'anode ce qui donne une énergie cinétique initiale des ions à la sortie du canal.

- Le tube accélérateur :

Dans le tube accélérateur on fait accélérer les ions pour atteindre une énergie cinétique bien déterminé. Pour cette raison, le tube doit supporter entre ses extrémités une différence de potentiel très élevée, aussi son champ électrique doit être uniforme, sans composante transversale qui défocaliserait le faisceau de particules.

Les ions à accélérer doivent se déplacer dans un vide aussi poussé que possible pour que les particules suivent la trajectoire rectiligne sans être déviées par des chocs sur des molécules de gaz. Le vide est obtenu dans le tube d'accélération par un système de pompes.

- L'aimant d'analyse :

L'aimant d'analyse est placé entre le tube vertical et le tube horizontal (fig 2.9), il permet de bombarder la cible avec des ions de masse bien déterminée et les dévier à  $90^0$ . Donc obtenir un faisceau monoénergétique exempt d'éventuels faisceaux d'ions parasites dus à diverses impuretés et à des états d'ionisation plus élevés produits dans la source. Grâce à ce système, seules les particules d'un certain rapport masse fois vitesse sur charge seront déviées de manière adéquate.

- Les lentilles :

Le rôle d'une lentille consiste à converger le faisceau ,et du bien centrer avec l'axe de la cible. Le faisceau est focalisé et étalé d'environ  $1\text{ cm}^2$ .

- L'aimant de distribution (focalisation) :

Peut diriger le faisceau sur 3 différentes lignes.

- Pupitre de commande :

Toutes les commandes de l'accélérateur sont centralisées sur un pupitre dans la salle de contrôle (pour des raisons de sécurité).

**b) La chambre d'analyse :**

Est une enceinte de forme cylindrique en Al, de 37.5 cm de diamètre et de 2 cm d'épaisseur. Le vide dans la chambre est assuré par un système de pompage à l'aide d'une pompe primaire et d'une pompe secondaire à diffusion d'huile assistée d'un piège à azote liquide. Le vide limite atteint dans la chambre est de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-6}$  torr. Elle est pourvue d'un porte échantillon fixé sur un goniomètre qui permet d'effectuer trois rotations selon les axes X, Y et Z, et une translation de l'échantillon. Le porte échantillon comporte sept (7) positions et permet d'analyser simultanément sept échantillons différents sans casser le vide.

**c) Le système de traitement des données :**

Le système d'acquisition et de traitement des données est composé d'un :

- Le détecteur :

Un détecteur de particules chargées de type barrière à surface de silicium de résolution de l'ordre de 14Kev.

- Le préamplificateur :

Le signal reçu est envoyé dans un préamplificateur de charge (ORTEC) qui délivre des impulsions proportionnelles à la charge collectée. Ce préamplificateur est placé tout près du détecteur (figure II.10) pour minimiser la détérioration de l'impulsion.

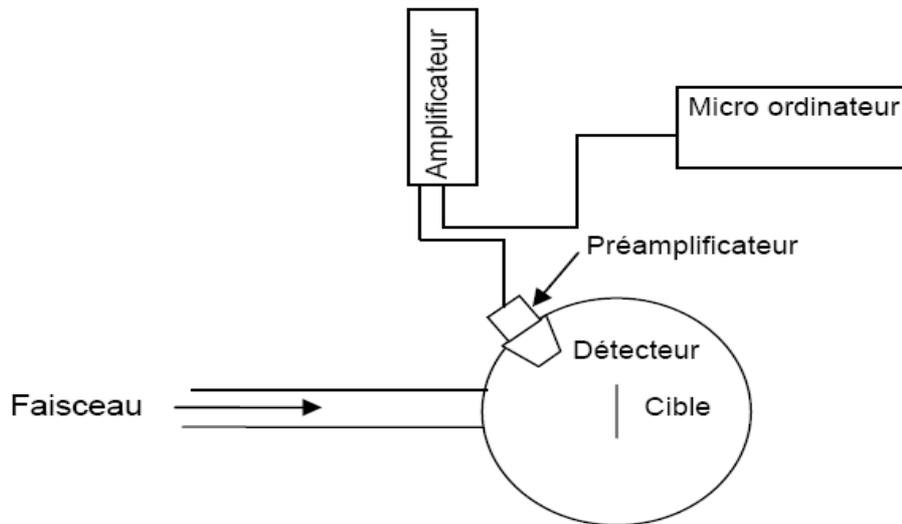
- L'amplificateur :

Le signal de quelques millivolts délivré par le préamplificateur est ensuite amplifié à quelques volts avant d'être analysé. Employé à un niveau de sortie de 8 à 10 V. Il offre généralement la possibilité de choisir la polarité du signal d'entrée, deux types de sorties « unipolaire et bipolaire », selon le nombre d'impulsion par seconde.

- L'analyseur à multicanal (MCA) :

Les impulsions fournies par le détecteur sont d'abord amplifiées et puis mises en forme. Ensuite, selon leur amplitude, elles sont transformées en spectre par l'analyseur multicanal (axe des x : numéro du canal ou énergie, axe des y : nombre de particules détectées). Les spectres expérimentaux collectés par l'analyseur multicanal peuvent être transférés vers un ordinateur pour être stockés et analysés ultérieurement.

Le système d'acquisition est connecté à un micro-ordinateur avec une carte d'acquisition MCB permettant la visualisation des spectres au cours des mesures et leur stockage.

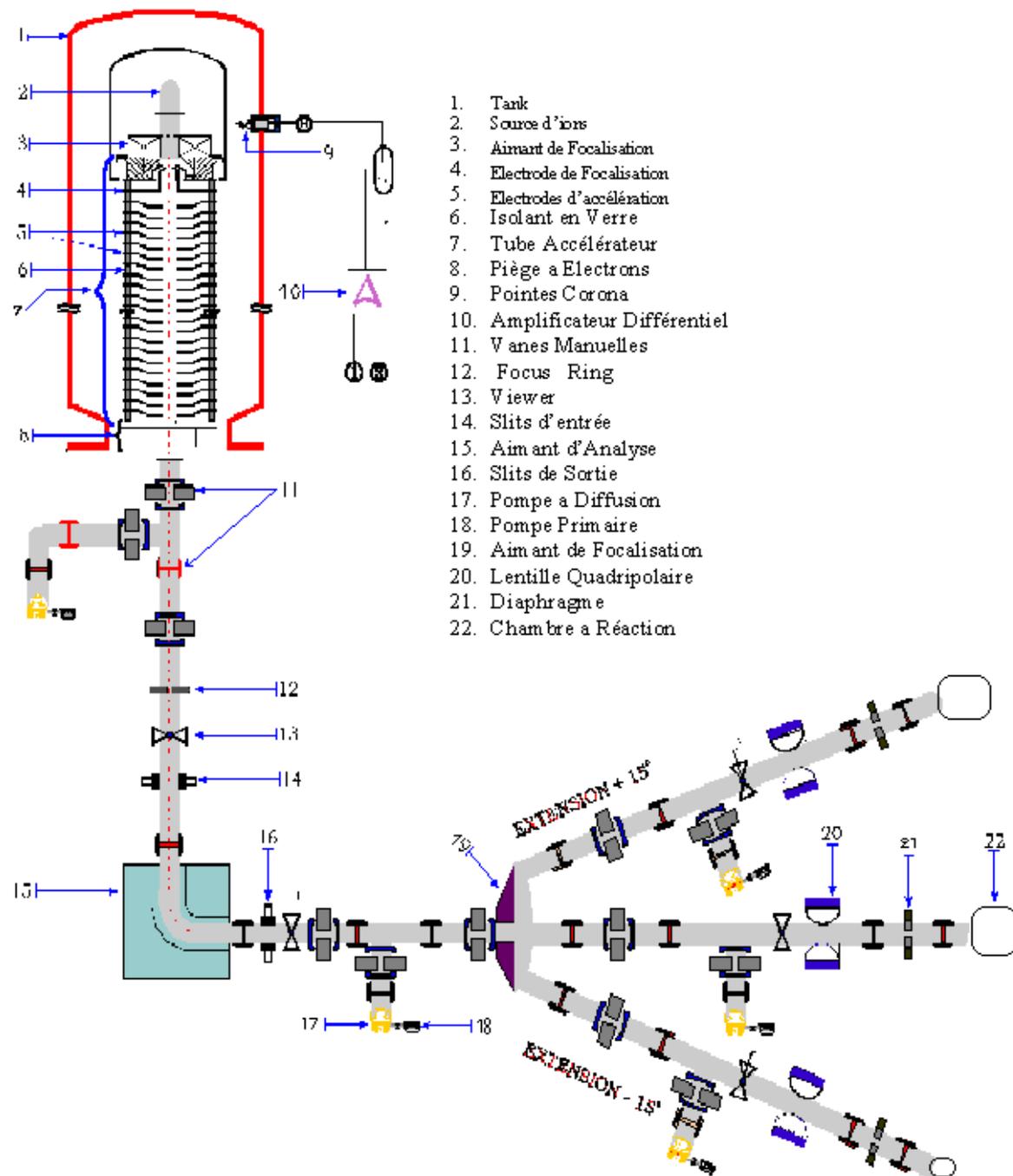


**Fig 2.8:** Schéma simple de la chaîne de mesure

Pour l'analyse de nos échantillons de Cr/Si, nous avons utilisé des faisceaux de particules  $^4\text{He}^+$  d'énergie 1.2 mev. Le courant du faisceau varie entre 30 et 80 nA. Les échantillons sont placés perpendiculairement à l'incidence du faisceau. L'angle de détection est fixé à un angle de  $160^\circ$  par rapport à la direction du faisceau.

#### 2.3.1.6-Simulation des spectres RBS :

Plusieurs programmes ont été développés pour simuler un spectre RBS, parmi eux le code GISA03. C'est un programme basé sur un algorithme qui génère un spectre théorique. L'échantillon est considéré comme un empilement de sous couche de composition uniforme où la perte d'énergie est constante. Pour simuler un spectre expérimental, le programme divise l'échantillon en n tranches d'épaisseurs égales. L'utilisation du code GISA03 est simple, il faut d'abord lui donner les différents paramètres expérimentaux tels que l'énergie du faisceau incident, les constantes de calibration, l'angle solide, l'angle d'incidence et de détection ainsi que la résolution du système de détection, ainsi que les différents éléments qui constituent la cible. Le spectre théorique ainsi généré est comparé au spectre expérimental de sorte qu'à la fin de l'opération il fait une superposition du spectre théorique sur le spectre expérimental.



**Fig2.9 :** Représentation schématique de l'accélérateur Van De Graaf avec les trois extensions et chambres à réactions (CNRA).



## CHAPITRE 3 :

# Résultats et discussions

---

## CHAPITRE 3 : Résultats et discussions

<b>3.1-Irradiation des échantillons de Cr/Si.....</b>	<b>39</b>
<b>3.1.1-simulation des spectres RBS expérimentaux.....</b>	<b>40</b>
<b>a)-les conditions opératoires.....</b>	<b>40</b>
<b>b)-Etalonnage de détecteur.....</b>	<b>40</b>
<b>3.1.2-Irradiation des échantillons Cr/Si par des ions Ar<sup>+</sup>.....</b>	<b>41</b>
<b>3.1.3-Irradiation des échantillons Cr/Si par des ions Kr<sup>+</sup>.....</b>	<b>44</b>
<b>3.1.4-Irradiation des échantillons Cr/Si par des ions Xe<sup>+</sup>.....</b>	<b>50</b>

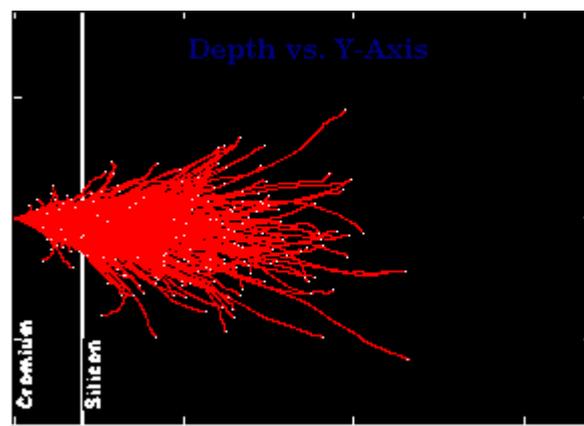
### Chapitre3 : Résultats et discussions

Dans ce chapitre, nous présentons l'ensemble de nos résultats concernant l'étude des effets induits par implantation ionique sur le système Cr/Si par différentes doses, masses et énergies.

Les effets de l'irradiation à température ambiante des échantillons Cr/Si par des ions  $\text{Ar}^+$ ,  $\text{Kr}^+$  et  $\text{Xe}^+$ , étudiés principalement par la technique RBS sont largement décrits.

#### **3.1-Irradiation des échantillons Cr/Si :**

Après le nettoyage de substrats de Si, et la déposition de la couche mince de chrome sur le silicium, l'irradiation des échantillons Cr/Si à été réaliser à la température ambiante par des ions  $\text{Ar}^+$ ,  $\text{Kr}^+$  et  $\text{Xe}^+$  d'énergies 120,140 et 350 keV respectivement à différentes doses. L'énergie de chaque ion à été choisi de tel sorte que son parcours soit équivalent à l'épaisseur de la couche de Cr .l'estimation de parcours  $R_p$  de chaque ion à été effectué par le programme SRIM 06.



**Fig3.1 :** Trajectoire schématique des ions  $\text{Xe}^+$  implanté à l'échantillon Cr/Si, arrivés à l'angle d'incidence  $7^\circ$  et l'énergie 350 keV effectuées par le programme SRIM06.

Les valeurs de  $R_p$  et  $\Delta R_p$  sont résumées dans le tableau (3.1) :

Ions	$R_p$ (nm)	$\Delta R_p$ (nm)
Ar <sup>+</sup> (120 kev)	565	257
Kr <sup>+</sup> (140 kev)	351	135
Xe <sup>+</sup> (350 kev)	571	174

**Tableau 3.1** : Estimation de parcours des ions Ar<sup>+</sup>, Kr<sup>+</sup> et Xe<sup>+</sup> dans le Cr.

L'étude des effets de l'irradiation a été effectuée par la technique RBS, en utilisant des ions  $^4\text{He}^+$  d'énergie 1.05 mev.

L'analyse des spectres RBS a été menée à l'aide de programme GISA03.

### 3.1.1-Simulation des spectres RBS expérimentaux :

#### a)- Les conditions opératoires :

Les conditions dans le quelles l'expérience à en lieu sont très importantes dans la simulation des spectres RBS, nous avons utilisé un accélérateur de type Van De Graaf à la division de technique nucléaire au (CRNA), ce dernier accélère un faisceau de particules  $\text{He}^{+2}$  d'incidence normale et d'énergie  $E_0 = 1.2$  mev. Les ions  $\text{He}^{+2}$  rétrodiffusées sont détecté par un détecteur à barrière de surface placée à  $\theta = 160^\circ$  sous un angle solide  $\Omega = 5$  msr.

#### b) Etalonnage de détecteur :

La bonne simulation de spectres RBS nécessite la connaissance de la relation entre le numéro de canal de l'analyseur et l'énergie de particule détecté. La résolution en énergie (fwhm) est dans le meilleur cas par défaut équivalant 20 kev. Un calcul de régression linéaire fournit alors l'équation de la droite d'étalonnage selon la formule :

$$E = aC + b \dots\dots\dots(3.1)$$

Avec  $E$  : l'énergie diffusée à la surface ( $E = KE_0$ ).

$C$  : Numéro de canal à la surface.

Les constantes de conversion a et b sont déterminé par la connaissance des énergies en surface de deux éléments différents, ou on peut écrire :

$$\begin{aligned} K_{Cr} E_0 &= C_{Cr} a + b \\ K_{Si} E_0 &= C_{Si} a + b \end{aligned} \dots\dots\dots (3.2)$$

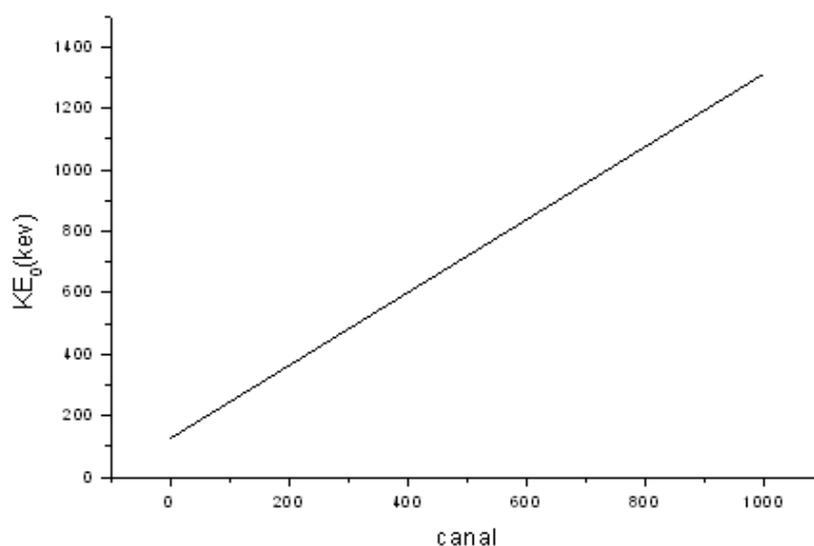
Ou  $K_{Cr}$ ,  $K_{Si}$  sont les facteurs cinématiques de chaque éléments à la surface et  $E_0$  est l'énergie des ions incidents, et  $C_{Cr}$  et  $C_{Si}$  sont les positions en canaux des pics de surface de chaque élément.

A partir de (3.1) on calcule les constantes de conversion a et b :

$$a = \frac{(K_{Cr} - K_{Si})}{(C_{Cr} - C_{Si})} E_0 \dots\dots\dots (3.4)$$

$$b = \frac{1}{2} [(K_{Cr} + K_{Si}) E_0 - (C_{Cr} + C_{Si}) a] \dots\dots\dots (3.5)$$

Dans notre expérience les valeurs de a et b sont 1.192 et 126 respectivement.



**Fig 3.2 :** La droite de calibration.

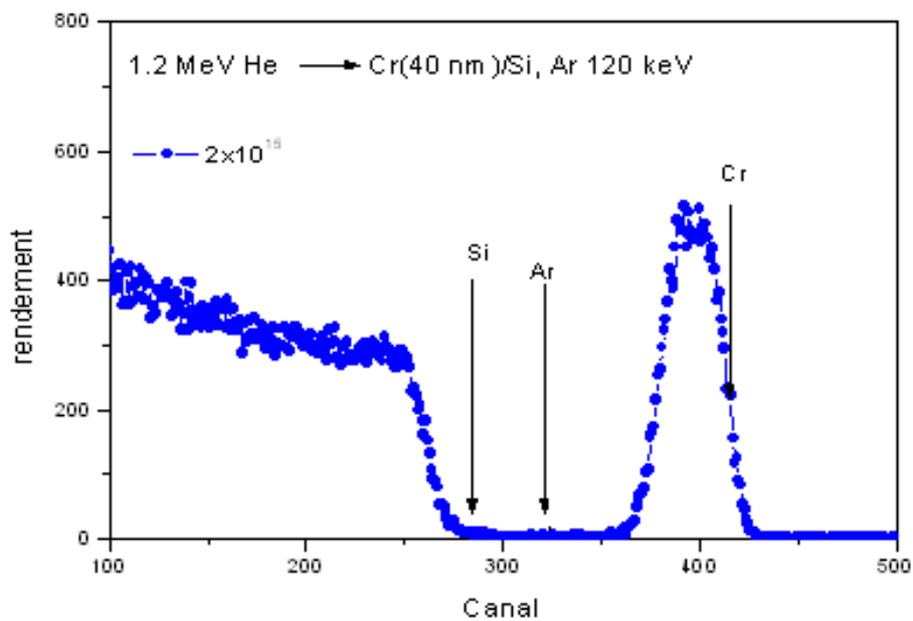
On a simulé les spectres expérimentaux obtenu à l'aide de la technique de retrodiffusion de Rutherford (RBS), et en utilisant le logiciel GISA03 pour la simulation.

### 3.1.2-Irradiation des échantillons Cr/Si par des ions $Ar^+$ :

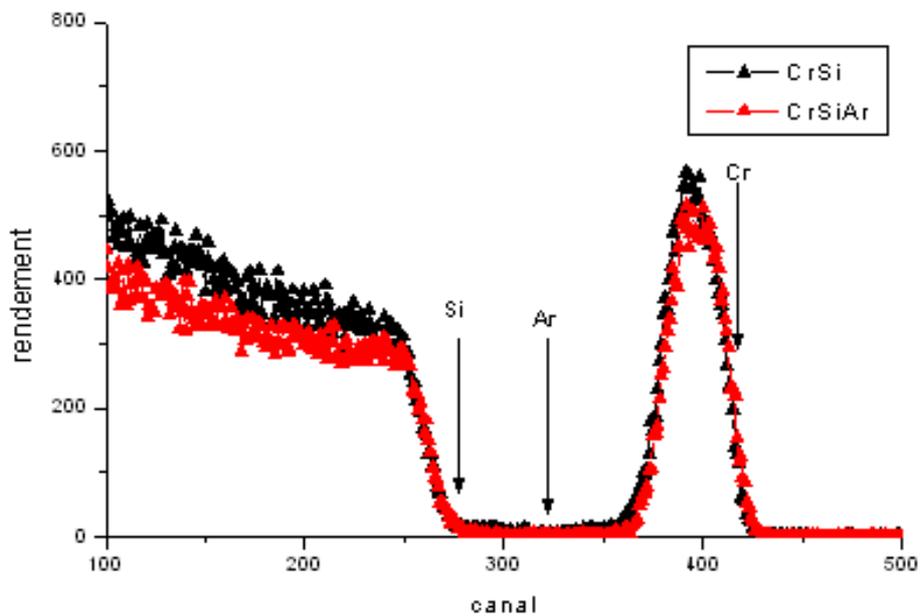
L'irradiation des échantillons Cr/Si par différentes doses à pour effet de produire des transformations physico-chimique à l'interface fig (3.1).

Les figures (3.3) et (3.5) présentent les spectres RBS des différentes échantillons élaborés avec les doses  $2.10^{15}$  et  $2.10^{16}$   $Ar^+/cm^2$  respectivement .Chaque spectre comporte deux signaux, l'un correspondant au substrat de silicium situé aux faibles énergies et l'autre correspondant à la couche de chrome situé à hautes énergies avec un petit pic qui correspondant à l'argon situé entre les signaux Cr et Si. Il y a lieu d'observer que la

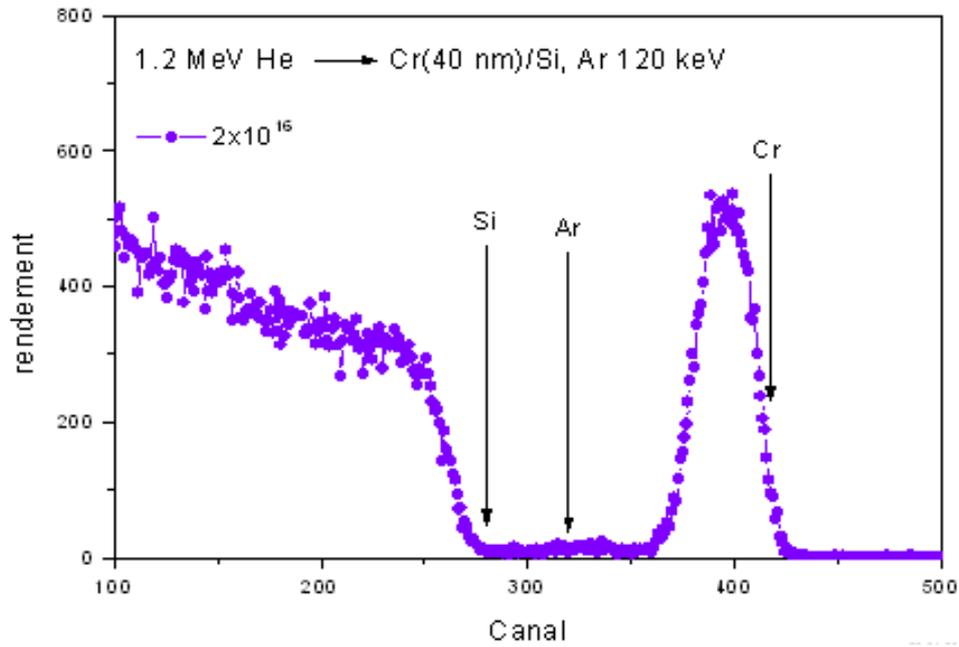
simulation des spectres RBS de chaque échantillon Cr /Si est parfaite ce qui montre que le dépôt de Cr est uniforme.



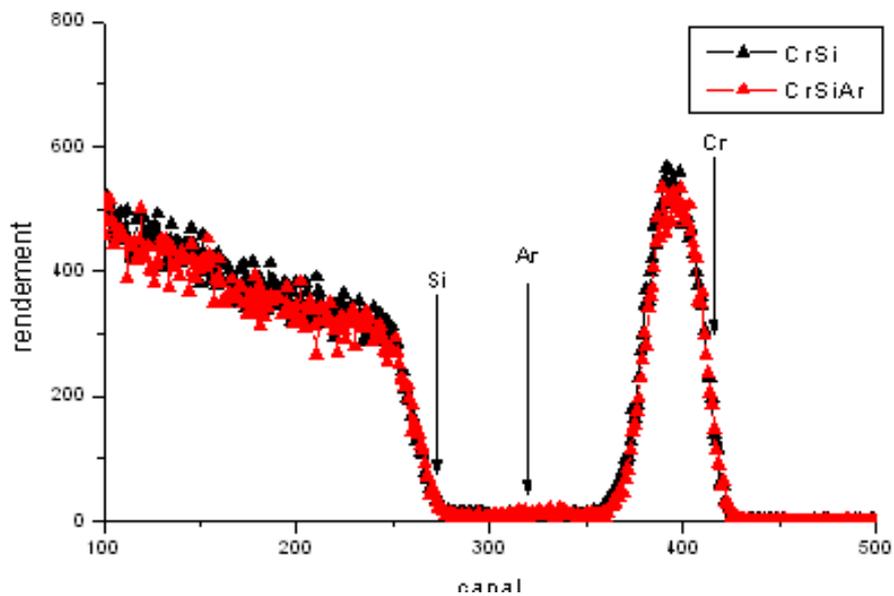
**Fig 3.3 :** Spectre RBS expérimental d'un échantillon Cr/Si après irradiation par des ions  $Ar^+$  avec la dose  $2.10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>.



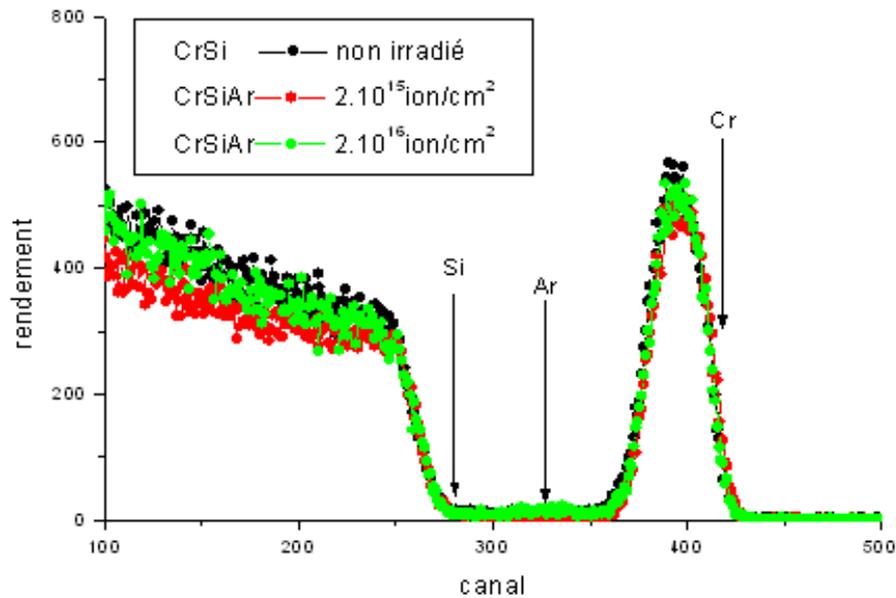
**Fig 3.4 :** Spectre RBS d'un échantillon Cr/Si avant et après irradiation par des ions  $Ar^+$  avec la dose  $2.10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>



**Fig 3.5 :** Spectre RBS expérimental d'un échantillon Cr/Si après irradiation par des ions  $Ar^+$  avec la dose  $2.10^{16}$  ion/cm<sup>2</sup>.



**Fig 3.6 :** Spectre RBS d'un échantillon Cr/Si avant et après irradiation par des ions  $Ar^+$  avec la dose  $2.10^{16}$  ion/cm<sup>2</sup>.



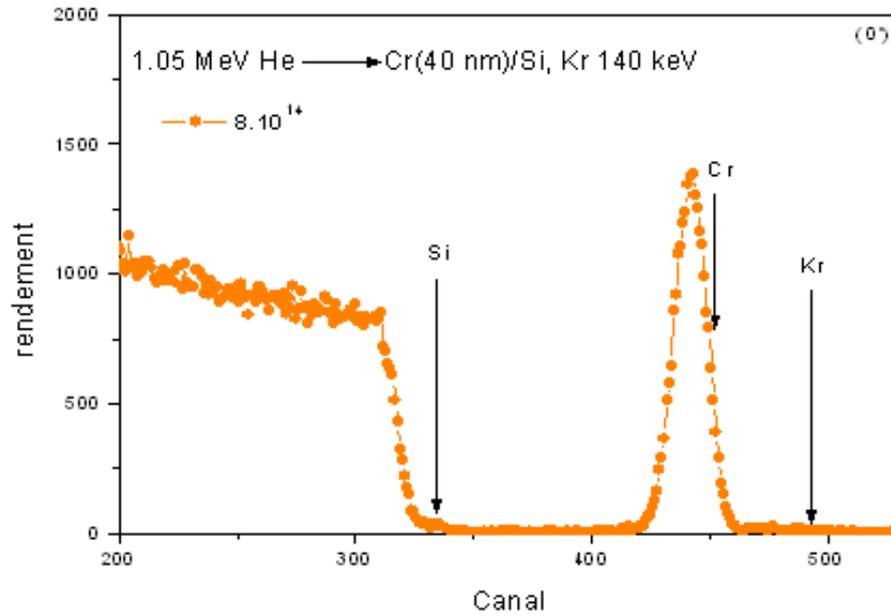
**Fig 3.7:** Une comparaison entre les spectres expérimentaux de Cr/Si non irradié, Cr/Si irradié par la dose  $2.10^{15} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$ , et Cr/Si irradié par la dose  $2.10^{16} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$ .

Les figures (3.4) et (3.6) présentent les spectres RBS des échantillons Cr/Si avant et après irradiation par des ions  $\text{Ar}^+$ . Nous observons sur ces figures que les spectres RBS des échantillons irradié et non irradié sont identiques et ne représente aucune modification au niveau de l'interface Cr/Si. La simulation de ces spectres à l'aide du programme GISA3 a été réalisée en utilisant la valeur de l'épaisseur et la composition de l'échantillon non irradié. Par conséquent aucune interdiffusion des atomes Cr et Si n'a eu lieu.

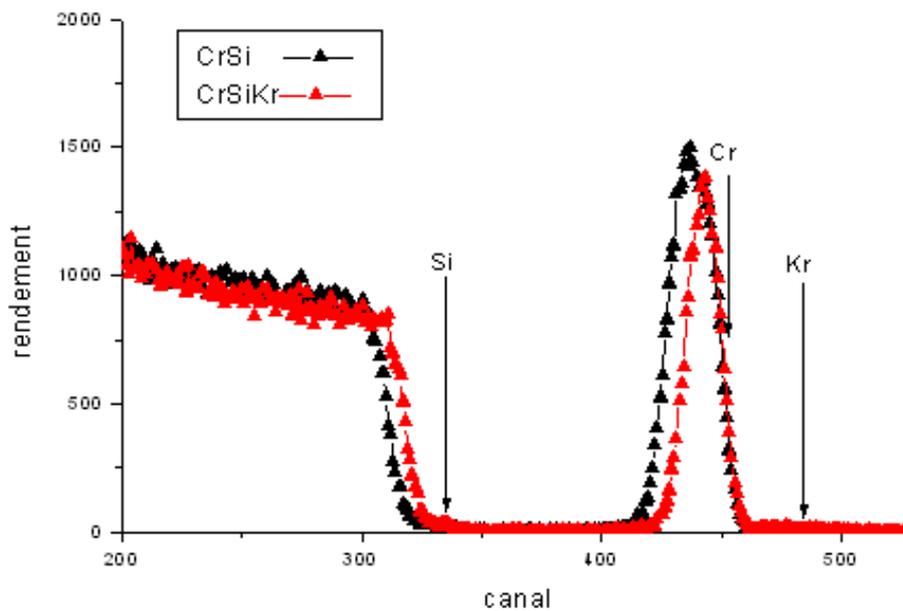
Nous voyons sur la figure (3.7), qui présente une comparaison entre les spectres RBS expérimentaux de Cr/Si irradiés avec les doses :  $2.10^{15} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$  (rouge) et  $2.10^{16} \text{ Ar}^+/\text{cm}^2$  (vert), et le spectre RBS non irradié (noir), que les trois spectres est vraiment identiques et il n'y a aucune modification au niveau de l'interface Cr/Si, sauf la présence d'un petit pic de  $\text{Ar}^+$  qui varie suivant la dose.

### 3.1.3-Irradiation des échantillons Cr/Si par des ions $\text{Kr}^+$ :

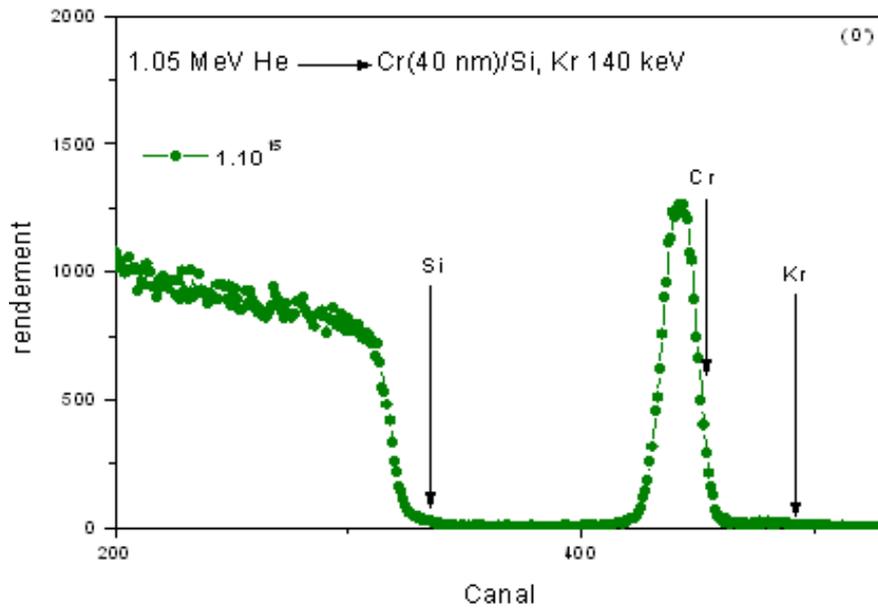
Les figures (3.8), (3.10), (3.12) et (3.14) présentent les spectres RBS de différentes échantillons élaborés avec les doses  $8.10^{14} \text{ Kr}^+/\text{cm}^2$ ,  $1.10^{15} \text{ Kr}^+/\text{cm}^2$ ,  $5.10^{15} \text{ Kr}^+/\text{cm}^2$  et  $1.10^{16} \text{ Kr}^+/\text{cm}^2$  respectivement. Nous voyons sur ces figures que chaque spectre de retrodiffusion correspondants ces échantillons comporte deux signaux, l'un correspondant au substrat de silicium situé aux faibles énergies et l'autre correspondant à la couche mince de chrome situé au haute énergies, avec un petit pic de krypton qui situe juste après le pic de chrome.



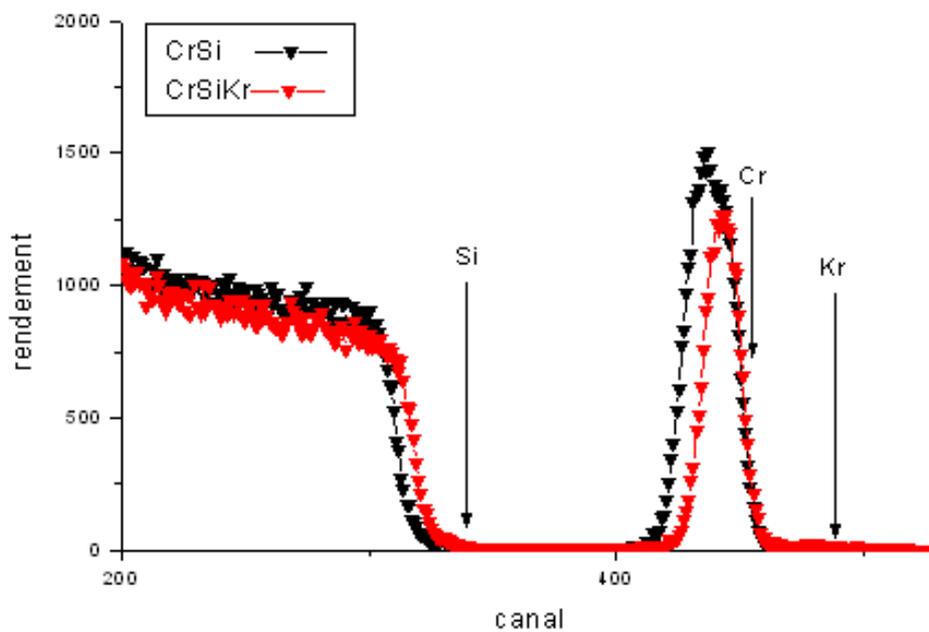
**Fig 3.8 :** Spectre RBS d'un échantillon Cr/Si après irradiation par des ions  $Kr^+$  avec la dose  $8.10^{14}$  ion/cm<sup>2</sup>.



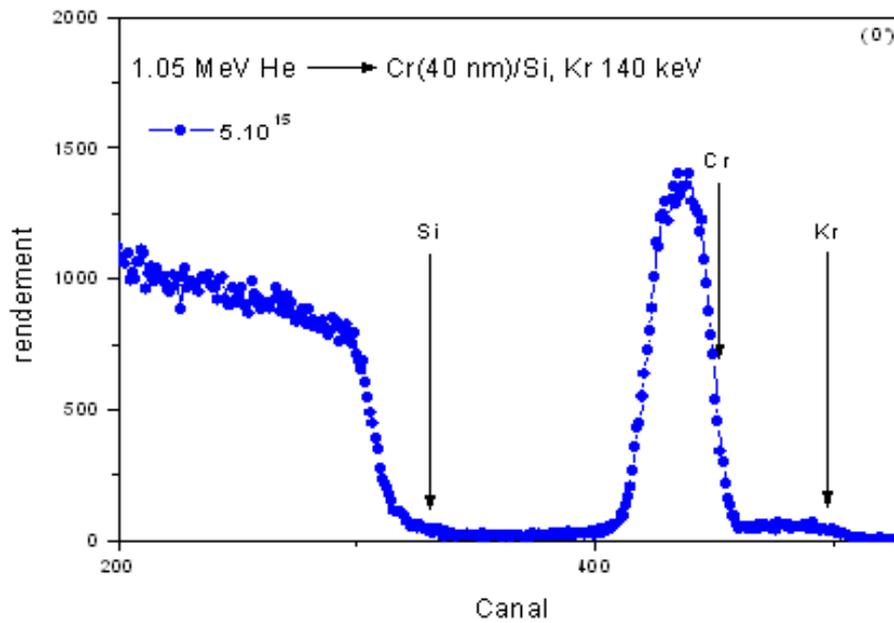
**Fig 3.9 :** Spectre RBS d'un échantillon Cr/Si avant et après irradiation par des ions  $Kr^+$  avec la dose  $8.10^{14}$  ion/cm<sup>2</sup>.



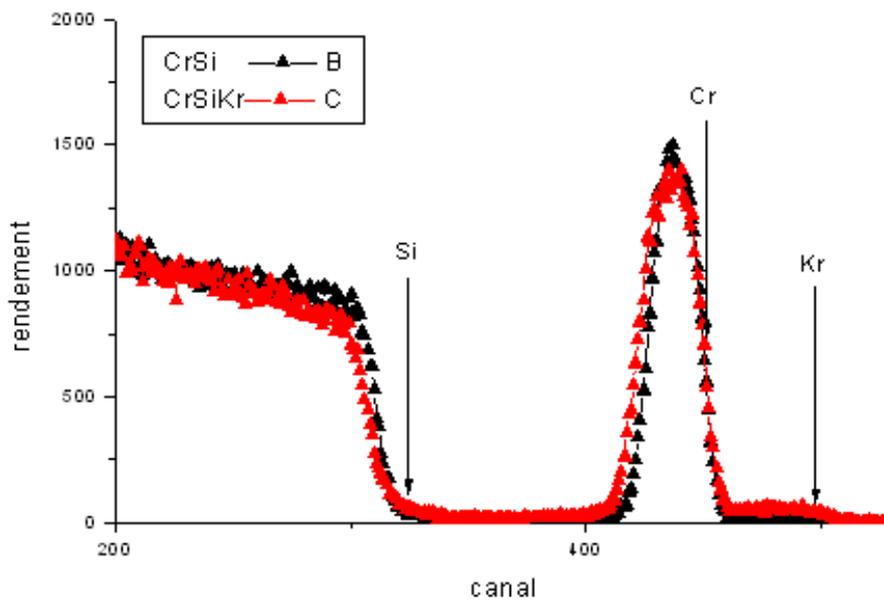
**Fig 3.10 :** Spectre RBS d'un échantillon Cr/Si après irradiation par des ions  $Kr^+$  avec la dose  $1 \cdot 10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>.



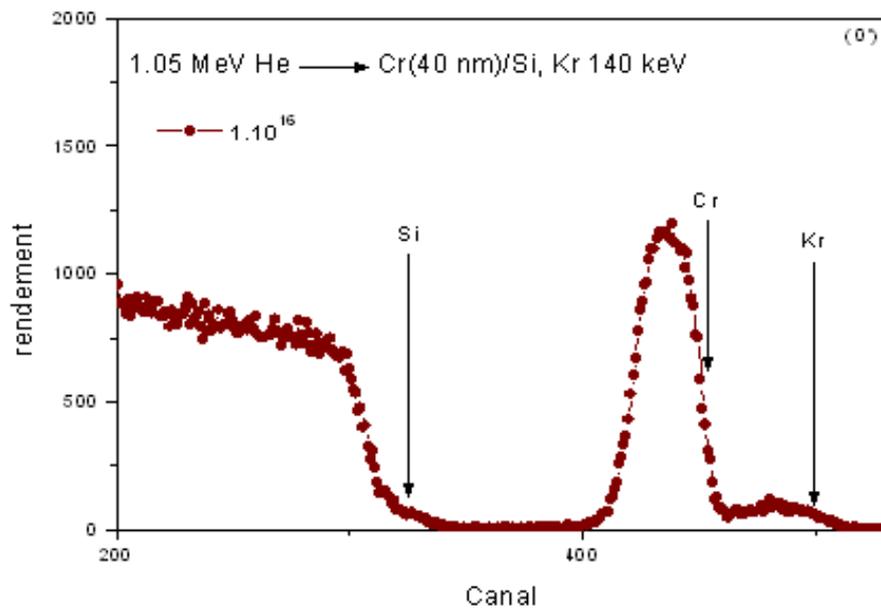
**Fig 3.11 :** Spectre RBS d'un échantillon Cr/Si avant et après irradiation par des ions  $Kr^+$  avec la dose  $1 \cdot 10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>.



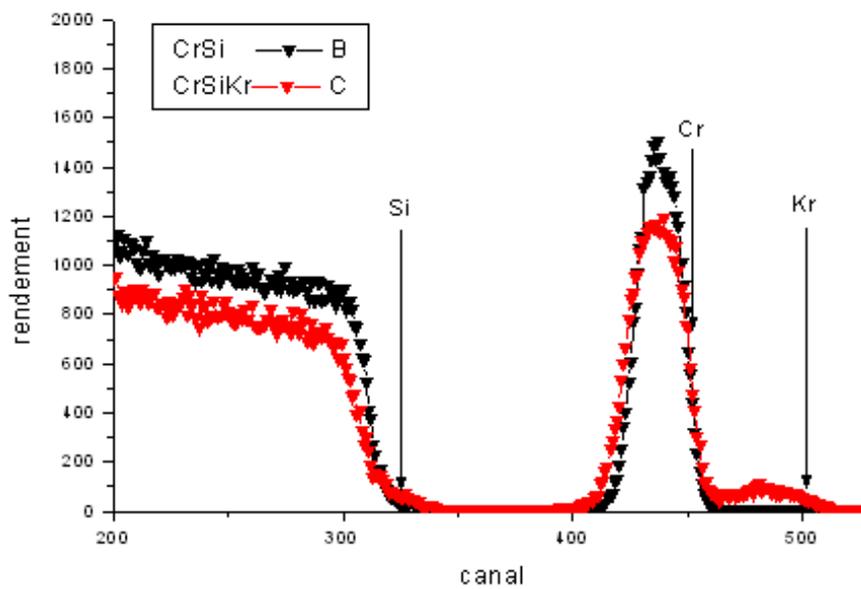
**Fig 3.12 :** Spectre RBS d'un échantillon Cr/Si après irradiation par des ions  $Kr^+$  avec la dose  $5 \cdot 10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>.



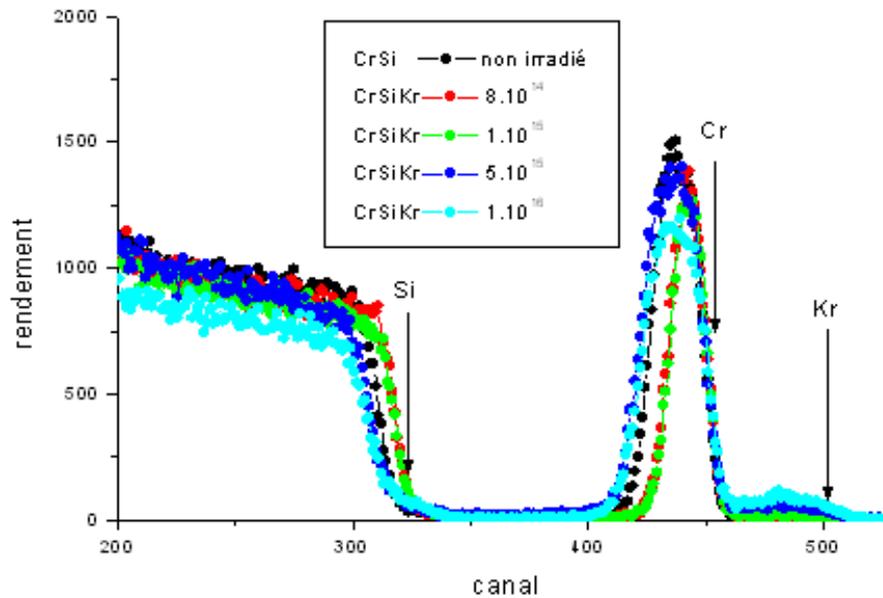
**Fig 3.13 :** Spectre RBS d'un échantillon Cr/Si avant et après irradiation par des ions  $Kr^+$  avec la dose  $5 \cdot 10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>.



**Fig 3.14 :** Spectre RBS d'un échantillon Cr/Si après irradiation par des ions  $Kr^+$  avec la dose  $1.10^{16}$  ion/cm<sup>2</sup>.



**Fig 3.15 :** Spectre RBS d'un échantillon Cr/Si avant et après irradiation par des ions  $Kr^+$  avec la dose  $1.10^{16}$  ion/cm<sup>2</sup>.



**Fig 3.16:** Une comparaison entre les spectres expérimentaux de Cr/Si non irradié, Cr/Si irradié par les doses  $8.10^{14} \text{ Kr}^+/\text{cm}^2$ ,  $1.10^{15} \text{ Kr}^+/\text{cm}^2$ ,  $5.10^{15} \text{ Kr}^+/\text{cm}^2$  et  $1.10^{16} \text{ Kr}^+/\text{cm}^2$ .

La figure (3.9) présente les spectres RBS des échantillons Cr/Si avant et après irradiation par des ions  $\text{Kr}^+$  avec la dose  $8.10^{14} \text{ ion}/\text{cm}^2$ . Nous observons sur cette figure que les spectres RBS des échantillons irradié et non irradié sont identiques et ne représente aucune modification au niveau de l'interface Cr/Si. En effet, nous notons également une diminution de la hauteur de pic de Cr qui peut être expliquée par la réduction de l'épaisseur de Cr à cause de l'effet de sputtering de surface (pulvérisation des atomes de Cr par les ions  $\text{Kr}^+$ ). Même observation sur la figure (3.11) qui présente les spectres RBS des échantillons Cr/Si avant et après irradiation par des ions  $\text{Kr}^+$  par la dose  $1.10^{15} \text{ ion}/\text{cm}^2$ , nous voyons sur cette figure que les deux spectres irradié et non irradié sont identique et il n'y a aucune modification au niveau de l'interface.

Nous observons sur la figure (3.13) qui présente les spectres RBS des échantillons Cr/Si non irradié et irradié par des ions  $\text{Kr}^+$  avec la dose  $5.10^{15} \text{ ion}/\text{cm}^2$ , qu'il y a une modification au niveau de l'interface Cr/Si. En effet, nous notons le changement de la pente de coté gauche de pic de Cr qui traduit par la diffusion des atomes de Cr à travers le substrat de Si. Nous notons également une diminution de la hauteur de pic de Cr qui peut être expliquée par la modification de la densité surfacique de la couche de Cr.

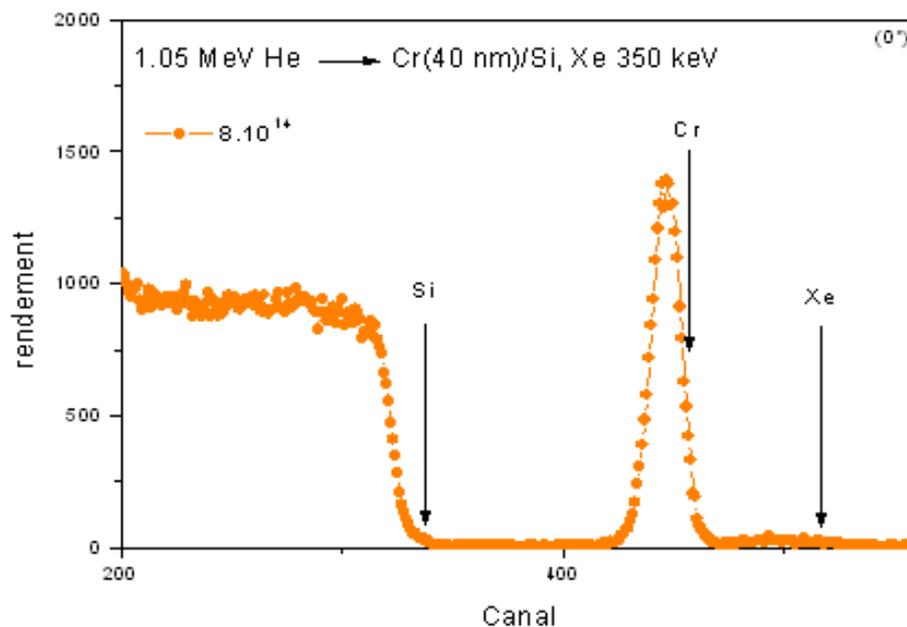
Sur la figure (3.15) qui présente les spectres RBS des échantillons Cr/Si avant et après irradiation par des ions  $\text{Kr}^+$  avec la dose  $1.10^{16} \text{ ion}/\text{cm}^2$ , nous observons sur cette figure que les spectres RBS des échantillons irradié et non irradié sont différents et présentent des

modifications au niveau de l'interface Cr/Si. En effet, nous remarquons l'apparition d'un épaulement au niveau du plateau de Si qui indique que les atomes de Si ont diffusé à travers la couche de Cr. Nous notons aussi le changement de la pente de côté gauche de pic de Cr qui traduit par la diffusion des atomes de Cr à travers le substrat de Si. Nous notons également une diminution de la hauteur de pic de Cr qui peut être expliquée par la réduction de l'épaisseur de Cr à cause de l'effet de sputtering de surface (pulvérisation des atomes de Cr par les ions  $Kr^+$ ) d'une part et par la modification de la densité surfacique de la couche de Cr d'autre part.

Nous voyons sur la figure (3.16), qui représente une comparaison entre les spectres RBS expérimentaux de Cr/Si irradiés avec les doses  $8.10^{14} Kr^+/cm^2$  (rouge) et  $1.10^{15} Kr^+/cm^2$  (vert),  $5.10^{15} Kr^+/cm^2$  (bleu),  $1.10^{16} Kr^+/cm^2$  (bleu ciel) et le spectre RBS de Cr/Si non irradié (noir), que ces spectres sont pas identiques et il y a des modifications au niveau de l'interface Cr/Si.

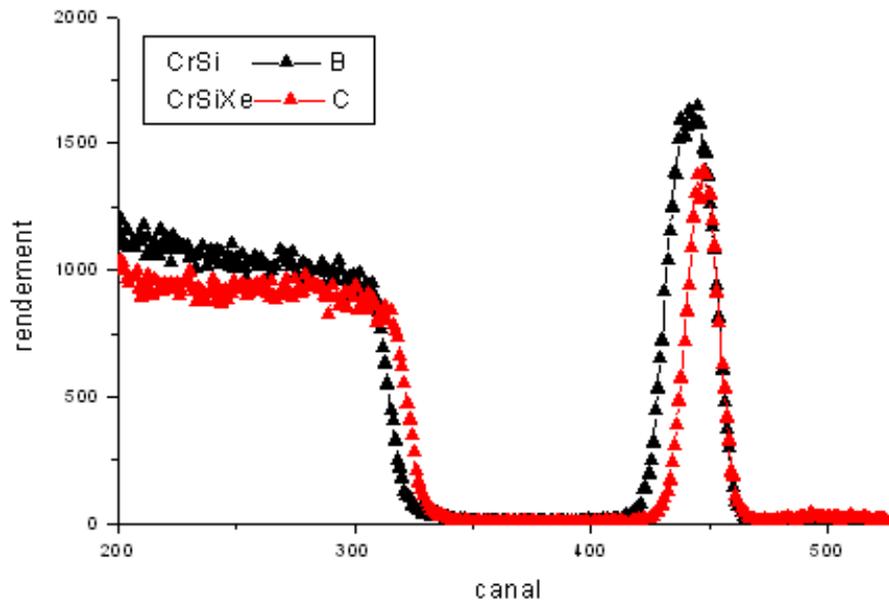
### 3.1.4-Irradiation des échantillons Cr/Si par des ions $Xe^+$ :

Les figures (3.17), (3.19), (3.21) et (3.23) présentent les spectres RBS des différentes échantillons élaborés avec les doses  $8.10^{14} Xe^+/cm^2$ ,  $1.10^{15} Xe^+/cm^2$ ,  $5.10^{15} Xe^+/cm^2$  et  $1.10^{16} Xe^+/cm^2$  respectivement.

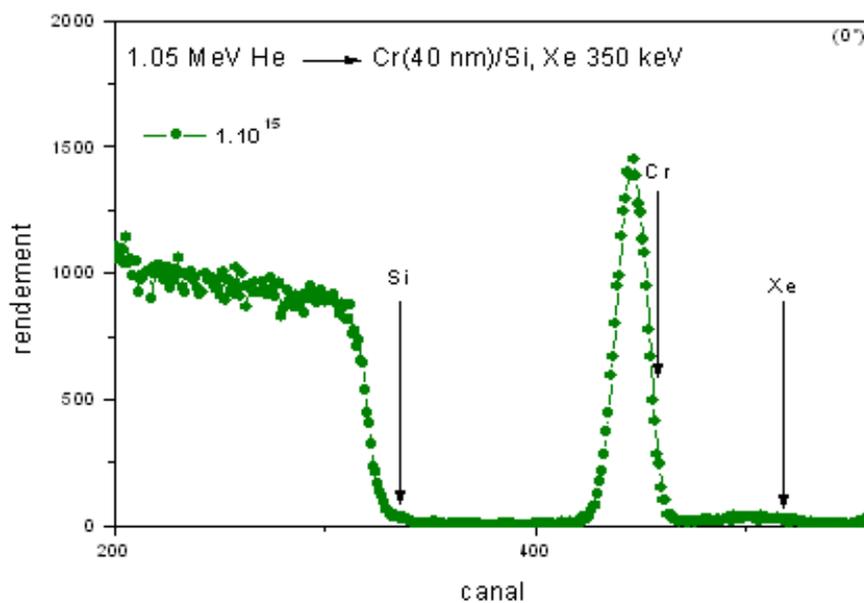


**Fig 3.17 :** Spectre RBS expérimental et simulé d'un échantillon Cr/Si après irradiation par des ions  $Xe^+$  avec la dose  $8.10^{14} ion/cm^2$ .

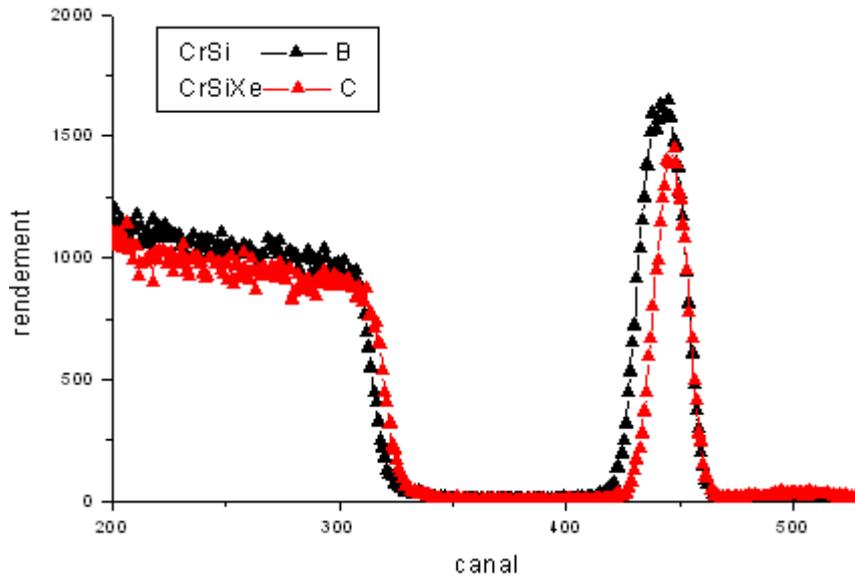
Nous voyons sur ces figures, que chaque spectre de rétrodiffusion correspondant à ces échantillons comporte deux signaux, l'un correspondant au substrat de silicium situé aux faibles énergies et l'autre correspondant à la couche mince de chrome situé aux hautes énergies, avec le petit pic de xénon qui situe juste après le pic de chrome.



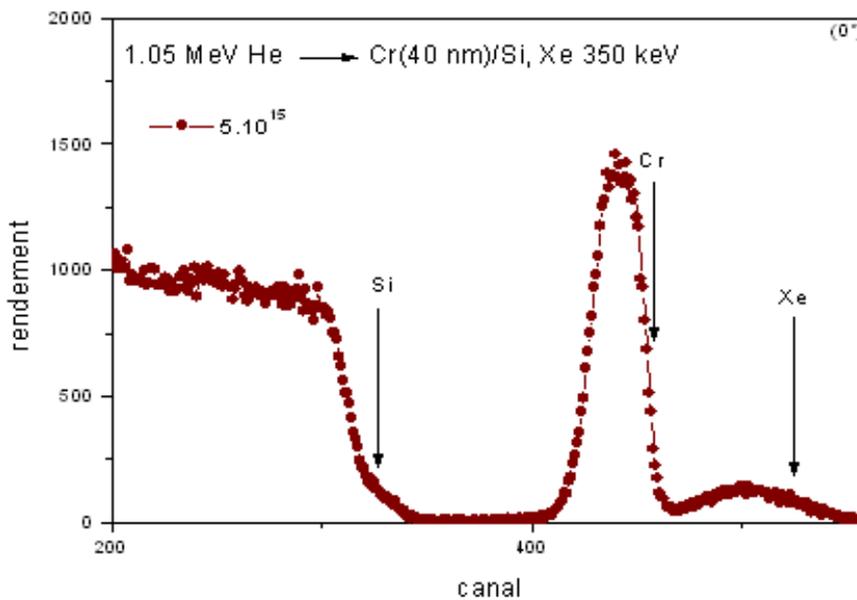
**Fig 3.18:** Spectre RBS d'un échantillon Cr/Si avant et après irradiation par des ions  $Xe^+$  avec la dose  $8.10^{14}$  ion/cm<sup>2</sup>.



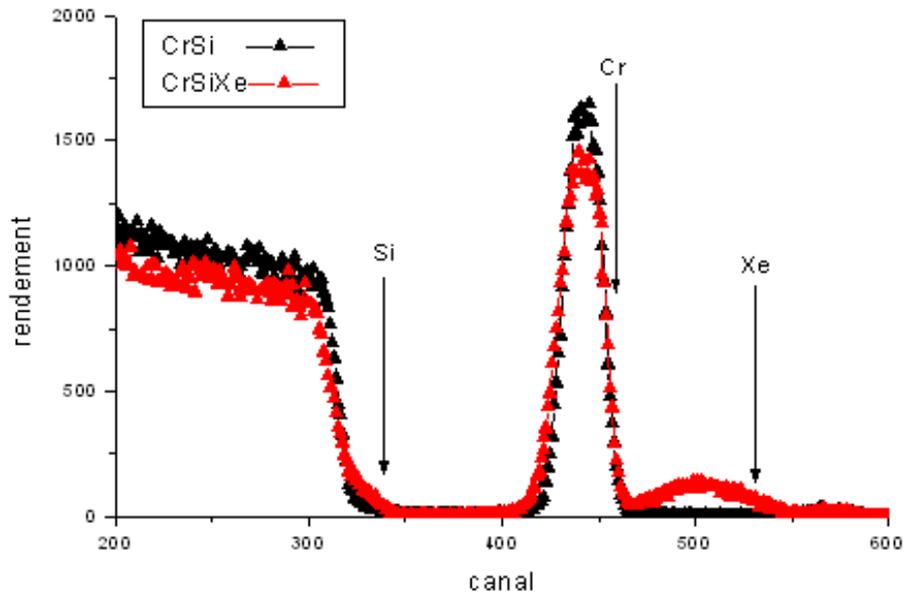
**Fig 3.19 :** Spectre RBS expérimental et simulé d'un échantillon Cr/Si après irradiation par des ions  $Xe^+$  avec la dose  $1.10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>.



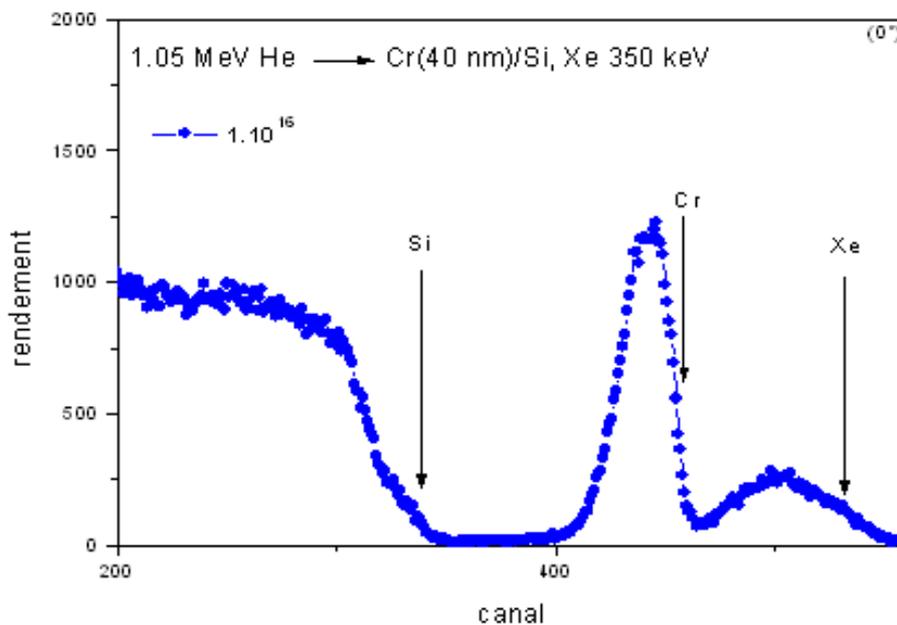
**Fig 3.20 :** Spectre RBS d'un échantillon Cr/Si avant et après irradiation par des ions  $Xe^+$  avec la dose  $1.10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>.



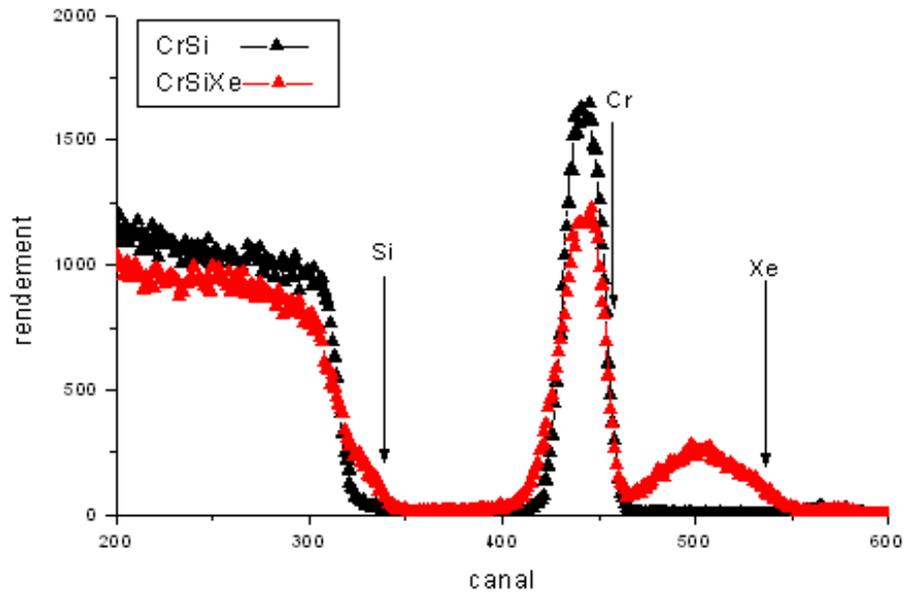
**Fig 3.21 :** Spectre RBS expérimental et simulé d'un échantillon Cr/Si après irradiation par des ions  $Xe^+$  avec la dose  $5.10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>



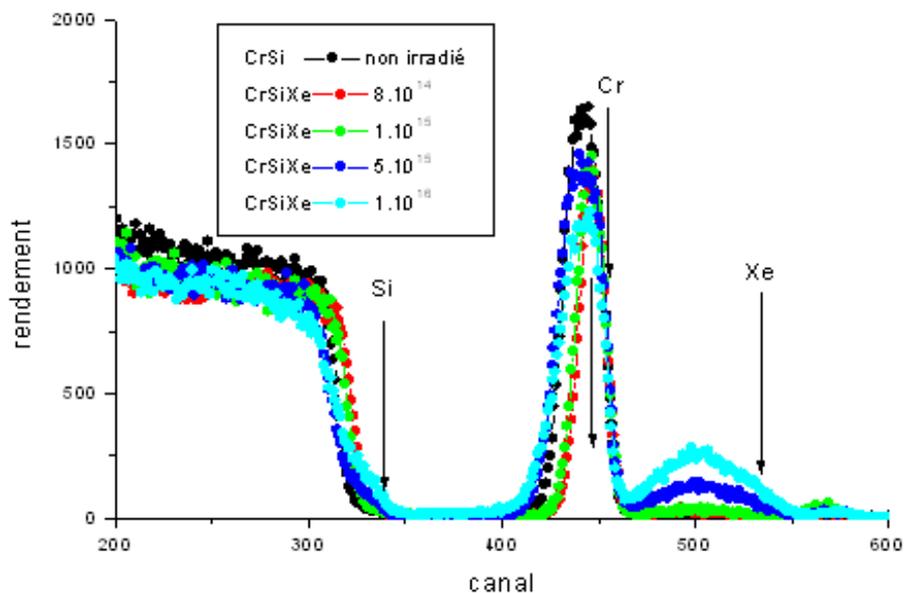
**Fig 3.22 :** Spectre RBS d'un échantillon Cr/Si avant et après irradiation par des ions  $Xe^+$  avec la dose  $5.10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>.



**Fig 3.23 :** Spectre RBS expérimental et simulé d'un échantillon Cr/Si après irradiation par des ions  $Xe^+$  avec la dose  $1.10^{16}$  ion/cm<sup>2</sup>.



**Fig 3.24 :** Spectre RBS d'un échantillon Cr/Si avant et après irradiation par des ions  $Xe^+$  avec la dose  $1.10^{16}$  ion/cm<sup>2</sup>.



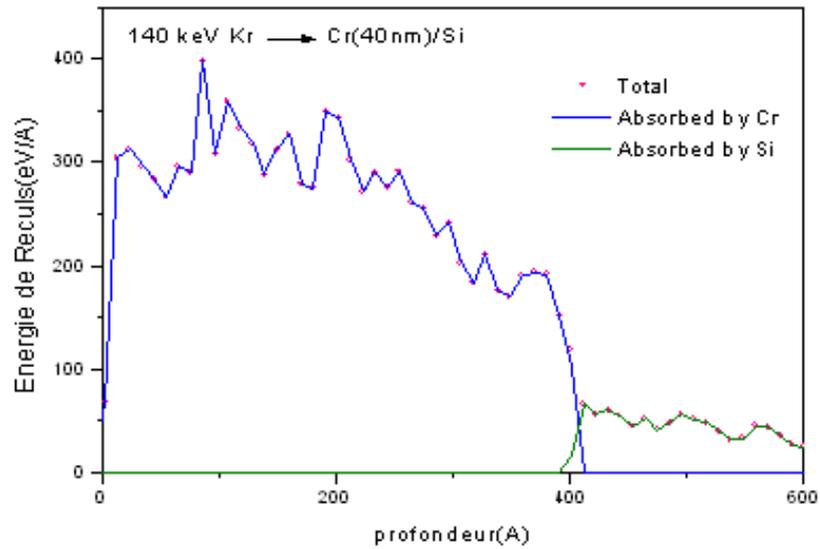
**Fig 3.25:** Une comparaison entre les spectres expérimentaux de Cr/Si non irradié, Cr/Si irradié par les doses  $8.10^{14}$   $Xe^+$ /cm<sup>2</sup>,  $1.10^{15}$   $Xe^+$ /cm<sup>2</sup>,  $5.10^{15}$   $Xe^+$ /cm<sup>2</sup> et  $1.10^{16}$   $Xe^+$ /cm<sup>2</sup>.

La figure (3.18) présente les spectres RBS des échantillons Cr/Si avant et après irradiation par des ions  $Xe^+$  avec la dose  $8.10^{14}$  ion/cm<sup>2</sup>. Nous observons sur cette figure que les spectres RBS des échantillons irradié et non irradié sont identiques et ne représente aucune modification au niveau de l'interface Cr/Si. En effet, nous notons également un diminution de la hauteur de pic de Cr qui peut être expliquée par la réduction de l'épaisseur de Cr à cause de l'effet de sputtering de surface (pulvérisation des atomes de Cr par les ions  $Xe^+$ ).Même observation sur la figure (3.20) qui présente les spectres RBS des échantillons Cr/Si avant et après irradiation par des ions  $Xe^+$  avec la dose  $1.10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>, nous voyons sur cette figure que les deux spectres irradié et non irradié sont identique et il n'y a aucune modification au niveau de l'interface.

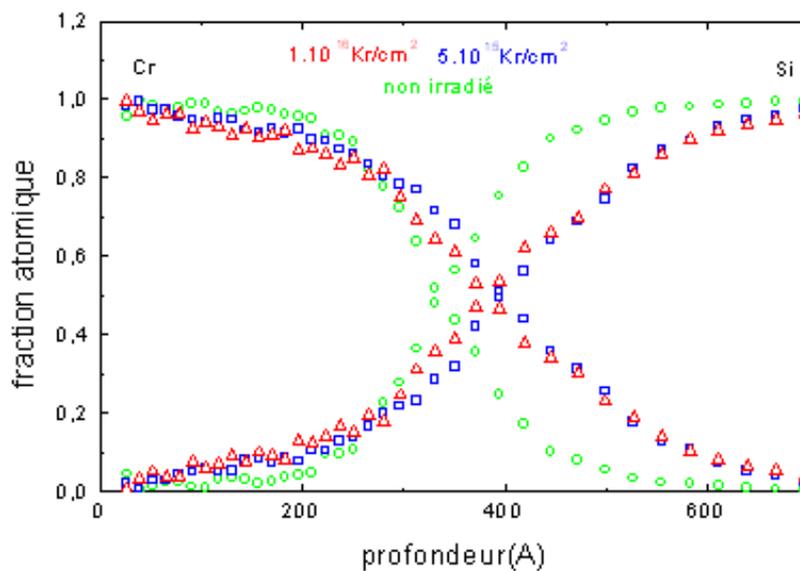
Nous observons sur la figure (3.22) qui présente les spectres RBS des échantillons Cr/Si non irradié et irradié par des ions  $Xe^+$  avec la dose  $5.10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>, qu'il y a une modification au niveau de l'interface Cr/Si. En effet, nous notons le changement de la pente de coté gauche de pic de Cr qui traduit par la diffusion des atomes de Cr à travers le substrat de Si. Nous notons également une diminution de la hauteur de pic de Cr qui peut être expliquée par la modification de la densité surfacique de la couche de Cr.

Sur la figure (3.24) qui présente les spectres RBS des échantillons Cr/Si avant et après irradiation par des ions  $Xe^+$  avec la dose  $1.10^{16}$  ion/cm<sup>2</sup>, nous observons sur cette figure que les spectres RBS des échantillons irradié et non irradié sont différents et présentent des modifications au niveau de l'interface Cr/Si. En effet, nous remarquons l'apparition d'un épaulement au niveau du plateau de Si qui indique que les atomes de Si ont diffusé à travers la couche de Cr. Nous notons aussi le changement de la pente de coté gauche de pic de Cr qui traduit par la diffusion des atomes de Cr à travers le substrat de Si. Nous notons également une diminution de la hauteur de pic de Cr qui peut être expliquée par la réduction de l'épaisseur de Cr à cause de l'effet de sputtering de surface (pulvérisation des atomes de Cr par les ions  $Xe^+$ ) d'une part et par la modification de la densité surfacique de la couche de Cr d'autre part.

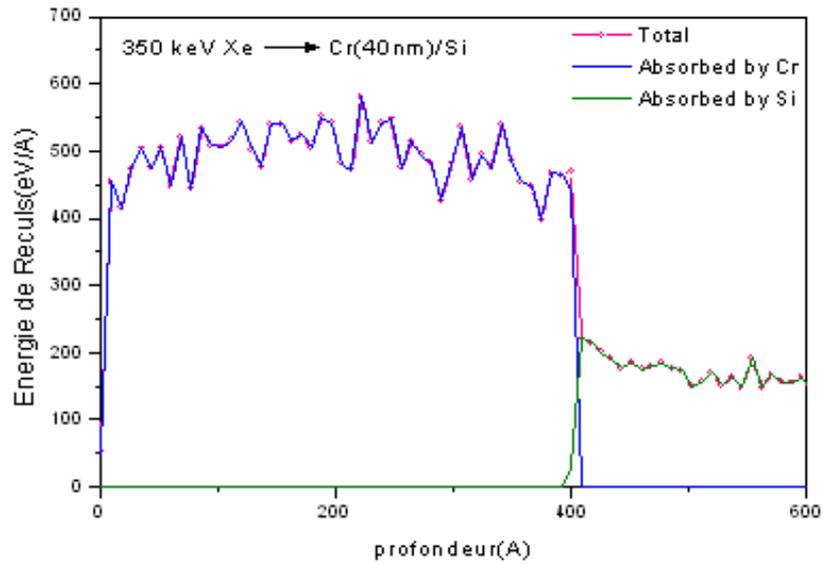
Nous voyons sur la figure (3.16) qui représente une comparaison entre les spectres RBS expérimentaux de Cr/Si irradiés par les doses  $8.10^{14}$   $Xe^+$ /cm<sup>2</sup> (rouge) et  $1.10^{15}$   $Xe^+$ /cm<sup>2</sup> (vert),  $5.10^{15}$   $Xe^+$ /cm<sup>2</sup> (bleu),  $1.10^{16}$   $Xe^+$ /cm<sup>2</sup> (bleu ciel) et le spectre RBS de Cr/Si non irradié (noir), que ces spectres sont pas identiques et il y a des modifications au niveau de l'interface Cr/Si.



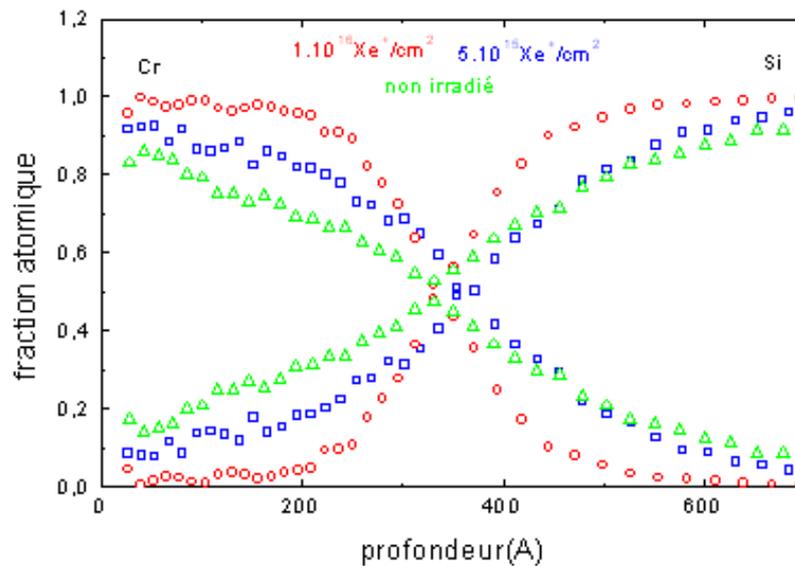
**Fig 3.26:** Perte d'énergie nucléaire de l'ion  $Kr^+$  dans l'échantillon Cr/Si.



**Fig 3.27 :** Les profils en profondeur de Cr et Si, irradié par  $Kr^+$  avec les doses  $5.10^{15}$  ions/cm<sup>2</sup>,  $1.10^{16}$  ions/cm<sup>2</sup> et non irradié.



**Fig 3.28 :** Perte d'énergie nucléaire de l'ion  $Xe^+$  dans l'échantillon Cr/Si.



**Fig 3.29 :** Les profils en profondeur de Cr et Si, irradié par  $Xe^+$  avec les doses  $5.10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>,  $1.10^{16}$  ion/cm<sup>2</sup> et non irradié.

Les figures (3.26), (3.28) présente les densités d'énergie déposées par des ions  $\text{Kr}^+$  d'énergie 140 keV et des ions  $\text{Xe}^+$  d'énergie 350 keV, dans un échantillon Cr/Si en fonction de la profondeur. Les densités d'énergie ont été calculées par SRIM06 et sont estimées à l'interface à 0.95 eV/Å pour les ions  $\text{Kr}^+$ , et 2.20 eV/Å pour les ions  $\text{Xe}^+$ .

Nous voyons sur les deux figures que la perte d'énergie dans le chrome est plus grande que la perte d'énergie dans le silicium, et nous voyons aussi que l'énergie déposée par  $\text{Xe}^+$  sur Cr/Si (fig3.26) est plus grande que l'énergie déposée par  $\text{Kr}^+$  (fig3.28), parce que l'énergie d'incidence de  $\text{Xe}^+$  est plus grande que l'énergie d'incidence de  $\text{Kr}^+$ .

Les figures (3.27) et (3.29) présentent les profils en profondeur correspondant au système Cr de 400Å déposé sur Si, irradié par des ions  $\text{Kr}^+$  d'énergie 140 keV par la dose  $1.10^{16}$  ion/cm<sup>2</sup> et  $\text{Xe}^+$  d'énergie 350 keV par la dose  $1.10^{16}$  ion/cm<sup>2</sup>.

À la surface nous voyons que la fraction atomique commence par 0.99 pour Cr et 0.01 pour Si, cette fraction diminue en fonction de la profondeur pour le chrome et augmente pour le silicium, et nous voyons clairement que la zone mixée de système Cr/Si irradié par  $\text{Xe}^+$  ( $\approx 700\text{Å}$ ) est plus grande que la zone mixée de Cr/Si irradié par  $\text{Kr}^+$  ( $\approx 400\text{Å}$ ) et cela est dû à l'effet de l'énergie sur l'échantillon et sur le mixage, parce que l'énergie d'incidence de  $\text{Xe}^+$  est plus grande que l'énergie d'incidence de  $\text{Kr}^+$ .

Sur la figure (3.27), nous observons que la zone mixée de l'échantillon Cr/Si irradié par les ions  $\text{Kr}^+$  par la dose  $1.10^{16}$  ion/cm<sup>2</sup> est plus grande que la zone mixée de Cr/Si irradié par  $\text{Kr}^+$  avec la dose  $5.10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>, et ces deux zones sont plus grandes que la zone mixée de l'échantillon non irradié.

Sur la figure (3.29) nous trouvons même résultat, la zone mixée de l'échantillon Cr/Si irradié par les ions  $\text{Xe}^+$  avec la dose  $1.10^{16}$  ion/cm<sup>2</sup> est plus grande que la zone mixée de Cr/Si irradié par  $\text{Xe}^+$  avec la dose  $5.10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>, et est plus grande aussi que la zone mixée de l'échantillon non irradié.

D'après ces résultats, nous concluons que le mixage ionique de système Cr/Si varie en fonction de l'énergie des ions incidents et la dose de ces ions.

# **Conclusion**

## Conclusion :

L'objectif principale visé dans ce travail de recherche est de voir l'effet de la dose sur le mixage ionique au niveau de l'interface.

Les échantillons Cr/Si analysés par la technique RBS, sont constitués par une couche de chrome de  $400\text{\AA}$  d'épaisseur, déposée par évaporation thermique sur des substrats de silicium monocristallin d'orientation (111). Des irradiations par les ions lourds tels que  $\text{Ar}^+$ ,  $\text{Kr}^+$ ,  $\text{Xe}^+$  avec différentes doses sont effectuées par l'implanteur ionique à la température ambiante.

Au cours de ce travail il a été observé que l'irradiation des échantillons avec des ions  $\text{Ar}^+$  avec les doses  $2.10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup> et  $2.10^{16}$  ion/cm<sup>2</sup>, résulte aucune indication au niveau de l'interface. L'irradiation par des ions  $\text{Kr}^+$  avec les doses  $8.10^{14}$  ion/cm<sup>2</sup>,  $1.10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>,  $5.10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup> et  $2.10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>, résulte que les deux premiers présentent aucune modification, par contre les deux derniers indiquent qu'il y a une diffusion de chrome vers le silicium et l'inverse.

Même chose pour l'irradiation des échantillons Cr/Si par des ions  $\text{Xe}^+$  avec les doses  $8.10^{14}$  ion/cm<sup>2</sup>,  $1.10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>,  $5.10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup> et  $2.10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup> qui donnent les mêmes résultats. Sauf que cette diffusion est plus grande que la diffusion dans l'échantillon irradié par  $\text{Kr}^+$ .

Le mixage ionique dans l'échantillon Cr/Si irradié à température ambiante par des ions  $\text{Kr}^+$ ,  $\text{Xe}^+$ , peut être expliqué en partie par la densité d'énergie déposée à l'interface Cr/Si. En effet, la masse et la densité d'énergie déposée par les ions incidents jouent un rôle très important dans l'interdiffusion des espèces atomiques au niveau de l'interface. Il a été montré que l'efficacité du mixage ionique et l'épaisseur de la couche mixée augmentent avec l'énergie des ions, la masse et la dose.

## Liste des references

- [1] R.D.Evans, *The Atomic Nucleus*, Tata Mc Graw-Hill, Inc. New York ,1982.
- [2] C.Sabathier, *Effets de l'irradiation dans une Pérovskite: utilisation de cette matrice pour un conditionnement des actinides*, Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud 2003.
- [3] S.Schlutig, *Contribution à l'étude de la pulvérisation et de l'endommagement du dioxyde d'uranium par les ions lourds rapides*, Thèse de Doctorat, Université de CAEN, 2001.
- [4] D.Zrircui, *Contribution a l'étude du mixage ionique du système Ni/Si par des ions Ar<sup>+</sup> et Kr<sup>+</sup>*, Mémoire de Magister, Université de Ferhat Abbas-Sétif, 2005.
- [5] A. Gentils, *Effets d'irradiation et comportement des produits de fission dans la zirconie et la spinelle*, Thèse de Doctorat, Université de Paris XI, 2003.
- [6] J.P.Biersack and L.G.Haggmark, *Nucl.Instr and Meth.* 174 (1980) 257.
- [7] E.Balanzat, S.Bouffard, *Solid State Phenomena*, 31-32(1993)7.
- [8] J.F.Ziegler, J.P.Biersack and U.Littmark, *the stopping and rang of ion in solids*, Pergamum Press, New York, 1985
- [9] A.L'Hoir, *Processus de création de défaut sous irradiation*, Ecole « comprendre et utiliser les irradiations », la londe les maure1999
- [10] F.Haranger, *Etude de la pulvérisation du dioxyde d'uranium induite par des ions lourds multichargés de basse et très basse énergie cinétique; effet de la charge du projectile*, Thèse de Doctorat, Université de CAEN, 2003
- [11] J. Lindhard, M. Scharff and H.E. Schiott, *Mat. Phys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 33, 10(1963).
- [12] G.H.Kinchin and R.S. Pease, *Reports on Progress in Physics*, 18, 1-51 (1955).
- [13] G.Dennler, *Dépôts PECVD de Composés de Silicium sur polymères: étude de la première phase des dépôts*, Thèse de Doctorat, Université de Paul Sabatier de Toulouse, 2002.
- [14] P.Aubretton, *simulation par la méthode de Monte Carlo des phénomènes physiques intervenant dans l'élaboration de film réaliser par co-évaporation par faisceau d'électrons*, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2005.
- [15]A.Bouguerra, *Etude des processus de diffusion dans le système binaire chrome (filme mince)/silicium (monocristallin implanté au phosphore)*, Thèse de Magister, Université de Constantine, 1999.
- [16] A. Hadj larbi, *Application de la technique RBS pour la détermination des épaisseurs de dépôt de couches minces déposées sur des métaux*, Mémoire d'ingénieur, Université de Sétif (2007).
- [17] J.P. Rivière, *Implantation ionique et les dépôts assistés par faisceau d'ions*, Éd. Hermès (2001).
- [18] R.Tisserand, *Caractérisation de l'endommagement de matériaux apatitiques irradiés aux ions lourds et recuits thermiquement*, Thèse de Doctorat, Université de Franche-Comté, 2004.

- [19] J.Dudognon, *Étude des modifications structurales induites par implantation ionique dans les aciers austénitiques*, Thèse de Doctorat, Université d'Orléans, 2006.
- [20] Techniques de l'ingénieur, volume M1135, *Traitements superficiels des aciers à outils*.
- [21] W.K.Chu, J.W.Mayer and M.A.Nicolet, *Backscattering Spectrometry*, Academic Press, New York (1977).
- [22] A.Hammoudi, C.Benazzouz et S.Tobbeche, N. Benouattas et A. Bouabellou, *Mesure de l'épaisseur des couches minces par la technique RBS*,
- [23] S.Ourabah, *Détermination des épaisseurs des cibles par RBS et fluorescence X*, Thèse de Magister, USTHB (2005).
- [24] A.Juillar, *Résolution dans des bolomètres équipé de couches minces d'isolant d'Anderson pour des événements impliquant des reculs de noyaux*, Thèse de Doctorat, Université de Paris sud (1999).
- [SRIM 2006] <http://www.srim.org/>

## ملخص:

رقائق من الكروم بسمك 400 أنغستروم وضعت على حامل من السليسيوم و ذلك بالتبخير الحراري تحت الفراغ . هذه الرقائق أشعت تحت الحرارة العادية بواسطة أيونات  $Ar^+$  و  $Kr^+$  و  $Xe^+$  بطاقة 120 إلكترون فولت 140 إلكترون فولت 350 إلكترون فولت على الترتيب و بجرعات مختلفة. التحليل بواسطة تقنية RBS للعينة Cr/Si المشعة بأيونات  $Ar^+$  بالجرعات  $2 \cdot 10^{15}$  أيون/سم<sup>2</sup> و  $2 \cdot 10^{16}$  أيون/سم<sup>2</sup> بينت أنه ليس هناك أي تغيرات مسجلة على مستوى منطقة التماس. وكذلك تحليل العينات Cr/Si بواسطة تقنية RBS المشعة بأيونات  $Kr^+$  بالجرعات  $8 \cdot 10^{14}$  أيون/سم<sup>2</sup>  $1 \cdot 10^{15}$  أيون/سم<sup>2</sup>  $5 \cdot 10^{15}$  أيون/سم<sup>2</sup>  $1 \cdot 10^{16}$  أيون/سم<sup>2</sup> التي بينت أيضا أنه لا وجود لتغيرات على مستوى منطقة التماس وذلك للعينتين الأوليتين أما الأخيرتين فبينت أن هناك نفوذ الكروم باتجاه السليسيوم و العكس. التحليل بواسطة RBS للعينة Cr/Si المشعة بأيونات  $Xe^+$  بالجرعات  $8 \cdot 10^{14}$  أيون/سم<sup>2</sup>  $1 \cdot 10^{15}$  أيون/سم<sup>2</sup>  $5 \cdot 10^{15}$  أيون/سم<sup>2</sup>  $1 \cdot 10^{16}$  أيون/سم<sup>2</sup> أثبتت كلها نفوذ الكروم باتجاه السليسيوم و العكس و لكن بصورة متفاوتة و هذا راجع للتغير في الطاقة أو الجرعة أو كتلة الأيون.

## Résumé:

Des couches minces de chrome de 400Å d'épaisseur déposées sur des substrats de silicium par évaporation thermique sous vide. Ces couches irradiées sous la température ambiante par des ions  $Ar^+$ ,  $Kr^+$ ,  $Xe^+$  à l'énergie 120 kev 140 kev 350 kev respectivement avec différentes doses.

L'analyse par la technique RBS des échantillons Cr/Si irradié par des ions  $Ar^+$  avec les doses  $2 \cdot 10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup> et  $2 \cdot 10^{16}$  ion/cm<sup>2</sup> a montré qu'il y a aucune modification n'est enregistré au niveau de l'interface Cr-Si. Pour l'analyse par la technique RBS des échantillons Cr/Si irradié par des ions  $Kr^+$  avec les doses  $8 \cdot 10^{14}$  ion/cm<sup>2</sup>,  $1 \cdot 10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup> a montré qu'il y a aucune modification n'est enregistré au niveau de l'interface Cr-Si mais l'analyse des échantillons irradié avec les doses  $5 \cdot 10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>,  $1 \cdot 10^{16}$  ion/cm<sup>2</sup> montre qu'il y a une diffusion de Cr vers Si et l'inverse. L'analyse par la technique RBS des échantillons Cr/Si irradié par des ions  $Xe^+$  avec les doses  $8 \cdot 10^{14}$  ion/cm<sup>2</sup>,  $1 \cdot 10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>,  $5 \cdot 10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>,  $1 \cdot 10^{16}$  ion/cm<sup>2</sup> a montré qu'il y a une diffusion de Cr vers Si et l'inverse mais de façon plus grand que les échantillons irradié par le  $Kr^+$ , et ça due à la variation de l'énergie, la dose et la masse de l'ion incident.

## Abstract:

Thin chromium films of 400Å thickness were deposited on substrates of silicon by thermal evaporation under vacuum. This films are radiated under the ambient temperature by  $Ar^+$  ions,  $Kr^+$ ,  $Xe^+$  to the energy 120 kev 140 kev 350 kev respectively with different doses.

The analysis by the technical RBS of the Cr/Si samples radiated by  $Ar^+$  ions with the doses  $2 \cdot 10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup> and  $2 \cdot 10^{16}$  ion/cm<sup>2</sup> showed that no modification record to the level of the Cr/Si interface. For the analysis by the technical RBS of the Cr/Si samples radiated by  $Kr^+$  ions with the doses  $8 \cdot 10^{14}$  ion/cm<sup>2</sup>,  $1 \cdot 10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup> showed that no modification record to the level of the Cr/Si interface, but the analysis of the samples radiated with the doses  $5 \cdot 10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>,  $1 \cdot 10^{16}$  ion/cm<sup>2</sup> show that there is a diffusion of Cr toward Si and the inverse. The analysis by the technical RBS of the Cr/Si samples radiated by  $Xe^+$  ions with the doses  $8 \cdot 10^{14}$  ion/cm<sup>2</sup>,  $1 \cdot 10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>,  $5 \cdot 10^{15}$  ion/cm<sup>2</sup>,  $1 \cdot 10^{16}$  ion/cm<sup>2</sup> showed that there is a diffusion of Cr toward Si and the inverse but in a bigger way than the samples radiated by the  $Kr^+$ , et that are due to the variation of the energy, the dose and mass of the incidental ion.