

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة سعد دحلب البليدة

UNIVERSITE SAAD DAHLAB DE BLIDA



Faculté des Sciences
Département de Physique

MEMOIRE

De fin d'étude en vue de l'obtention du diplôme de Master

Spécialité : Matière et Rayonnements

Présenté par : Mr BEN ALLAL Youcef

THEME

**Traitement et analyse des données expérimentales
obtenues au moyen d'un accélérateur de particules de type
Van de Graaff, pour la détermination du pouvoir d'arrêt
des ions légères ${}^1_1H^+$, ${}^2_1H^+$ et ${}^4_2He^+$ traversant des cibles
solides (Ni, Al).**

Soutenue Publiquement le : 28/ 06 / 2015 devant le jury :

Mr M.E.A BENAMAR	Professeur	USDB -1-	Président
Mr CHEKIRINE Mamoun	M.A.A	USDB -1-	Examineur
Mr AMMI Hakim	Directeur de Recherche	CRNA	Promoteur

Année universitaire 2015 / 2016

A Halima ...

Remerciement

Avant tout je remercie ALLAH qui m'a offert volonté, patience et santé en me permettant de mener à terme ce travail de mémoire de Master.

Ce travail a été réalisé au Centre de Recherche Nucléaire d'Alger (C.R.N.A.). Je tiens à remercier le **Directeur Général du C.R.N.A.** pour m'avoir accueilli au sein de cette institution de recherche.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mon directeur de mémoire **Monsieur AMMI Hakim** Directeur de Recherche à la division des Techniques Nucléaire du CRNA, pour m'avoir encadré et encouragé durant toute la période de mon stage.

Je tien à remercie, d'une façon particulière, **Monsieur Ster Mammeri**, Maitre de Recherche Classe A, et **Mlle DIB Amel**, Attachée de Recherche, à la Division des Techniques Nucléaires du CRNA, pour leur grande contribution à la réalisation de ce travail.

Mes remerciements vont également à tous les chercheurs et Staff technique de la Division des Techniques Nucléaires du CRNA, pour m'avoir aidé dans l'aboutissement de ce travail.

Mes vifs remerciements vont également aux membres du jury **Monsieur BENAMAR M.E.A** Professeur à l'Université SAAD DAHLAB BLIDA -1- qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse et à **Monsieur CHEKIRINE Mamoun** Maitre-Assistant A à l'Université SAAD DAHLAB BLIDA -1- pour avoir accepté de juger ce travail.

Un grand merci à toute ma famille Ma mère. Mon père, Merci beaucoup mes sœurs (Leila et Sarah) et mes frères (Rabah et Hamza).

Merci à mes amis HOUSSEYN, HAMZA, ILYES, YOUCEF et DJAMEL pour leur soutien moral durant mon stage.

Merci aux étudiants de Master 2 Matière et Rayonnements Promo 2015/2016 pour leur encouragement, amitié et soutien.

إن طريقة القصف بالأشعة الأيونية هي أداة شائعة وضرورية لدراسة وفهم الآليات التي تغلب على تفاعل الأيونات مع المادة. مع ظهور المسرعات، ظاهرة تباطؤ الجسيمات المشحونة في المادة أصبحت موضوع الكثير من البحوث المكثفة، مدفوعة بضرورة تمييز مختلف الآليات المشاركة في هذا التفاعل لكثرة وتنوع تطبيقاتها في مجالات مختلفة. القدرة على الإيقاف (ضياح الطاقة لكل وحدة مسار) هي إحدى أهم الوحدات الفيزيائية التي تصف الظاهرة. في هذا العمل سوف نقوم بمعالجة وتحليل البيانات التجريبية لتحديد القدرة على الإيقاف للأيونات الخفيفة (بروتون، دوتون وجسيم ألفا) أثناء مرورها خلال أفلام صلبة رقيقة من النيكل والألومينيوم. النتائج المحصل عليها سوف تتم مقارنتها مع تلك المحسوبة باستعمال الكود شبه التجريبي SRIM.

ABSTRACT

Ions beam bombardment method is a current and indispensable tool for the study and the comprehension of governing mechanisms in ion-matter interaction. With the advent of accelerators, the stopping of charged particles in matter phenomena became the object of intensive researches, motivated by the necessity of characterize the deferent processes that take place during this interaction in their large and various applications in many domains. The stopping power (Energy loss per rang unite) is one of fundamental physical parameters which characterize this phenomena. In this Work, we will treat and analyze experimental spectrums to determinate the stopping power of light ions ${}^1_1H^+$, ${}^2_1H^+$ et ${}^4_2He^+$ crossing solid thin targets of Nickel (Ni) and Aluminum (Al), the obtained results will be compared with those calculated using the semi-empirical code SRIM.

Résumé

La méthode de bombardement par faisceaux d'ions est un outil courant et indispensable pour l'étude et la compréhension des mécanismes régissant l'interaction ion matière. Avec l'avènement des accélérateurs, le phénomène du ralentissement des particules chargées dans la matière a fait l'objet de recherche intensive, motivé par la nécessité de caractériser les différents processus mis en jeu lors de cette interaction dans leurs nombreuses et diverses applications dans plusieurs domaines. Le pouvoir d'arrêt (la perte d'énergie par unité de parcours) est l'un des paramètres physiques fondamentaux qui caractérise ce phénomène. Dans ce travail, nous allons traiter et analyser des spectres expérimentaux pour déterminer le pouvoir d'arrêt des ions légers ${}^1_1H^+$, ${}^2_1H^+$ et ${}^4_2He^+$ traversant une cible solide mince de Nickel (Ni) et d'Aluminium (Al), les résultats obtenus seront comparés à ceux calculés par le code semi empirique SRIM.

TABLE DES MATIERES

Introduction général	1
Chapitre I : Généralités sur l'interaction ion-matière	
Introduction	3
1. Rappels théoriques	3
A. Les collisions avec le noyau	4
A.1. Collision inélastique	
A.2. Collision élastique	
B. Les Collisions avec les électrons	4
B.1. Collision inélastique	
B.2. Collision élastique	
1.1 La cinématique d'une collision	5
1.1.1. Facteur cinématique	5
2. Perte d'énergie et pouvoir d'arrêt	9
3. perte d'énergie électronique	11
a. Régime de haute vitesse	11
b. Régime de vitesse intermédiaire	11
c. Régime de basse vitesses	12
Chapitre II : Méthode expérimentale	
Introduction	13
1. L'accélérateur des particules VDG	13
2. Préparation des échantillons cibles	14
2.1. Évaporation par effet Joule	15
3. Technique nucléaire de transmission indirecte	16
4. Détermination de la perte d'énergie	19
5. Les programmes informatiques de simulation	21
5.1. SIMNRA	22
5.2. Origin	23
5.3. SRIM	23

Chapitre III : Présentation et analyse des résultats expérimentaux

Introduction	25
1. Les conditions expérimentales	25
1.1. Étalonnage en énergie de la chaîne de détection	26
2. Simulations des spectres RBS par SIMNRA	27
3. La perte d'énergie	28
3.1. Présentation des résultats expérimentaux du pouvoir d'arrêt	28
3.2. Analyse et discussion	30
Conclusion	34
Références bibliographiques	

INTRODUCTION

Le pouvoir d'arrêt (la perte d'énergie par unité de parcours) est une grandeur physique fondamentale qui caractérise le phénomène du ralentissement. Depuis plusieurs décennies, différents groupes de recherches à travers le monde redoublent d'ingéniosité pour essayer de mieux décrire le pouvoir d'arrêt soit par des méthodes de calcul théoriques ou par des méthodes expérimentales innovantes. La détermination du pouvoir d'arrêt des ions dans la matière est très importante dans de nombreux domaines scientifiques, notamment dans l'analyse des dommages créés par les rayonnements (radiation damage), dans l'analyse des matériaux avec des faisceaux d'ions, en physique nucléaire etc....

L'objet de ce travail concerne l'analyse et le traitement des données expérimentales pour la détermination du pouvoir d'arrêt d'ions légers ${}^1_1\text{H}^+$, ${}^2_1\text{H}^+$ et ${}^4_2\text{He}^+$ traversant une cible mince de Nickel (Ni) et d'Aluminium (Al), dans un domaine d'énergies s'étalant de 300 keV à 3700 keV. Ces ions légers ont été produits par un accélérateur linéaire de type Van de Graaff de 3.75 MeV, situé au Centre de Recherche Nucléaire d'Alger.

Dans le premier chapitre on fait un rappel des notions fondamentales de l'interaction ions-matière en définissant d'une manière générale le pouvoir d'arrêt.

Dans le deuxième chapitre nous donnons une description du dispositif expérimental qui a été utilisé pour la génération des données expérimentales, nécessaires à la détermination du pouvoir d'arrêt des ions légers ${}^1_1\text{H}^+$, ${}^2_1\text{H}^+$ et ${}^4_2\text{He}^+$ traversant une cible de faible épaisseur de Ni et d'Al. Ce dispositif expérimental implémenté au centre de recherche nucléaire d'Alger, est basé sur, l'utilisation d'un accélérateur d'ions légers de type Van de Graaff et sur la combinaison de deux techniques expérimentales à savoir : la technique nucléaire par faisceaux d'ions Rutherford Backscattering Spectrometry (RBS) et la technique de transmission. Nous donnons aussi une description des différents codes de calcul et de simulation que nous avons utilisé pour la réalisation de ce travail : le code SIMNRA pour la simulation de l'expérience et la détermination des épaisseurs, le logiciel Origin pour le traitement des spectres expérimentaux et enfin le code SRIM pour la génération des données théorique du pouvoir d'arrêt.

Au troisième chapitre, nous présentons les résultats du traitement et d'analyse des données expérimentales que nous avons effectuées dans le cadre de ce travail de Master. Ces

résultats sont : les spectres de distributions en énergie des ions étudiés ${}^1_1\text{H}^+$, ${}^2_1\text{H}^+$ et ${}^4_2\text{He}^+$ et les résultats du pouvoir d'arrêt que nous avons déterminés à partir du traitement de ces spectres. Et enfin, nous terminerons ce mémoire par une conclusion de l'ensemble du travail que nous avons effectué tout au long de ce mémoire de Master.

Chapitre I :

Généralité sur l'interaction ion-matière

Introduction

Lorsqu'un rayonnement (particule en mouvement ou rayonnement électromagnétique) pénètre dans un milieu matériel, il a une certaine probabilité d'interagir avec les atomes du milieu et de leur transférer de l'énergie.

Les rayonnements directement ionisants sont constitués de particules chargées qui délivrent directement à la matière leur énergie, par le jeu des forces coulombiennes s'exerçant entre elles et les atomes du milieu. Les transferts d'énergie dépendent des masses des particules en mouvement et il y a lieu de distinguer entre particules chargées lourdes (protons, deutérons, alphas, ions lourds) et électrons (électrons, positrons).

Les rayonnements indirectement ionisants sont électriquement neutres et sont susceptibles de transférer une importante fraction ou la totalité de leur énergie en une seule interaction à des particules chargées. Ce sont ces particules secondaires qui ionisent le milieu. L'ionisation, dans ce cas, résulte donc d'un mécanisme en deux étapes. Les rayonnements électromagnétiques (X et γ) et les neutrons entrent dans cette catégorie, mais leurs modes d'interaction sont différents.

1. Rappels théoriques :

Une particule chargée d'énergie E , pénétrant dans un milieu, interagit avec les atomes du milieu et se ralentit. La force d'interaction dominante est la force coulombienne entre la particule incidente, chargée positivement, et les électrons atomiques, chargés négativement. Les interactions avec les noyaux, que ce soit par l'intermédiaire des forces coulombiennes ou des forces nucléaires, sont exceptionnelles (environ 10^8 fois moins fréquentes qu'avec les électrons) et peuvent être négligées dans le processus de ralentissement. A une particule chargée en mouvement est associé un champ électrique. Ce champ agit sur les électrons atomiques qui se trouvent au voisinage de sa trajectoire.

- Si l'interaction est assez intense, le transfert d'énergie peut être suffisant (~ 10 eV) pour arracher l'électron de l'atome auquel il était lié : c'est le phénomène d'ionisation. Il y a une création d'une paire d'ions : ion positif et électron dans le milieu.

- Si l'interaction est insuffisante pour créer une ionisation, il y a donc seulement une excitation : l'électron change d'état quantique. L'excitation le fait passer d'un état initial,

d'énergie de liaison E_0 , à un état final moins lié, d'énergie E_1 . La particule cède une énergie : $\Delta E = E_0 - E_1$.

Dans le cas où l'énergie transférée est notablement supérieure à l'énergie de liaison de l'électron, celui-ci peut être à son tour responsable d'autres excitations ou ionisations. Ils représentent une façon indirecte pour la particule chargée de transférer son énergie au milieu. Pour les particules chargées lourdes, l'ionisation et l'excitation des atomes ou des molécules sont pratiquement les seules causes du ralentissement. Elles s'accompagnent d'un changement d'état des atomes concernés : ce sont des collisions inélastiques.

Les particules chargées lourdes (les ions) dont l'énergie est de l'ordre du MeV, lorsqu'elles passent à travers un matériau, elles interagissent avec les électrons et les noyaux constitutifs, entraînant un ralentissement (perte d'énergie) et une éventuelle modification de ses trajectoires, ainsi qu'un échange de charge avec les atomes cible. La perte d'énergie engendrée est due aux collisions successives avec les constituants du milieu. On peut classer l'interaction ions-matière en deux classes principales :

A/ les collisions avec le noyau :

A.1. Collisions inélastiques : les chocs inélastiques avec les noyaux sont rares et totalement négligeable dans le cas qui nous intéresse. De plus, ce processus ne contribue pas au ralentissement.

A.2. Collisions élastiques : Les chocs élastiques avec des noyaux sont très rares dans le cas des deutérons d'énergie cinétique de l'ordre du MeV/u. Ils concernent essentiellement que la fin du parcours de l'ion dans la matière et ils sont à l'origine des brusques changements de direction de l'ion incident et des déplacements des noyaux cible. Dans ce cas, la dissipation d'énergie est dite par abus de langage "par chocs élastiques nucléaires".

B / les collisions avec les électrons :

B.1. Les collisions inélastiques : C'est un mécanisme prépondérant qui peut conduire selon l'énergie reçu à une ionisation ou une excitation du milieu traversé.

- Extrait de l'électron du cortège électronique vers l'extérieur de l'atome et donc l'ionisation de la matière peut avoir lieu.
- L'excitation qui est due au déplacement d'électrons d'une orbite à une autre. La trajectoire de l'ion n'est pratiquement pas modifiée par les chocs avec les électrons.

B.2. Les collisions élastiques : On ne peut observer ce mécanisme que pour les particules de très faible énergie de l'ordre de 100eV.

Lorsque l'ion arrive à la surface de la cible, il va suivre une trajectoire dans le milieu traversé qui est pratiquement rectiligne. On appelle R le parcours des ions dans la matière qui est donné par :

$$R = \int_E^0 \left(\frac{dE}{dX} \right)^{-1} dE \quad (I-1)$$

Ce parcours dépend de type de l'interaction et de l'énergie perdue pas les ions (pouvoir d'arrêt), $\frac{dE}{dX}$, qui dépend lui-même de l'épaisseur de l'échantillon cible. Cette perte d'énergie est la somme de la perte d'énergie nucléaire et électronique.

a. La cinématique de collision :

1.a.1. Facteur cinématique :

Soit un échantillon cible, de masse atomique M_2 , bombardée par un faisceau de particules ayant une masse atomique M_1 qui sont généralement des particules alpha, avec une énergie E_0 de l'ordre de MeV [1]. Les particules rétrodiffusées seront détectées à un angle θ qui est choisi habituellement ($\theta > 90^\circ$). Le phénomène de collision est schématisé sur la figure suivante :

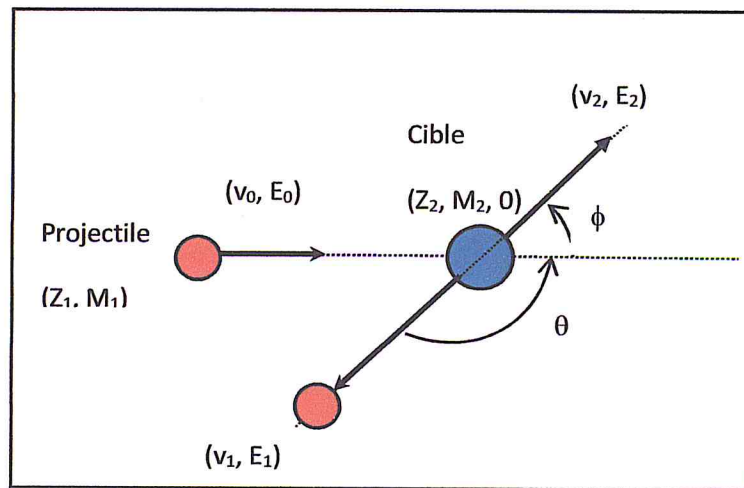


Figure. I-1 : Schéma descriptif de la cinématique de rétrodiffusion de la RBS.

Dans ce cas, l'interaction entre les deux particules est de type élastique et nécessite deux conditions importantes pour être réalisée de cette manière. Premièrement, il faut que la particule incidente possède une énergie plus grande que l'énergie de liaison de la cible et la seconde c'est qu'il faut confirmer l'absence des réactions nucléaires et des résonances

(les résonnances fixent une limite supérieure à l'énergie des particules incidentes). Dans notre cas, la collision est élastique et purement coulombienne, c'est-à-dire elle est supposée non influencée par des forces extérieures, alors on est dans le cas d'une conservation d'énergie cinétique et d'impulsion.

Les lois de conservations de l'énergie cinétique et la quantité de mouvement dans le référentiel laboratoire nous permet d'écrire :

$$E_0 = \frac{1}{2}M_1V_0^2 = \frac{1}{2}M_1V_1^2 + \frac{1}{2}M_2V_2^2 \quad (\text{I-2})$$

$$M_1\vec{V}_0 = M_1\vec{V}_1 + M_2\vec{V}_2 \quad (\text{I-3})$$

On projette l'équation (I-3) sur les deux axes x et y pour avoir :

$$M_1V_0 = M_1V_1 \cos \theta + M_2V_2 \cos \varphi \quad (\text{I-4})$$

$$0 = M_1V_1 \sin \theta - M_2V_2 \sin \varphi \quad (\text{I-5})$$

La sommation en quadrature des deux dernières équations nous donne :

$$(M_2V_2)^2 = (M_1V_0)^2 + (M_1V_1)^2 - 2M_1^2V_1V_0 \cos \theta \quad (\text{I-6})$$

En remplaçant la dernière dans la première équation pour éliminer le V_2 puis en posant $X=V_1/V_0$ on aura M :

$$(M_1 + M_2)X^2 - 2M_1X \cos \theta + M_1 - M_2 = 0 \quad (\text{I-7})$$

La résolution de cette équation permet d'écrire :

$$\frac{V_1}{V_0} = \frac{M_1}{M_1+M_2} \cos \theta \pm \sqrt{\left(\frac{M_1}{M_1+M_2}\right)^2 \cos^2 \theta + \frac{M_2-M_1}{M_1+M_2}} \quad (\text{I-8})$$

Donc le rapport des énergies du projectile avant et après la collision est désigné comme le facteur cinématique K_{cin} [1] qui vaut :

$$K_{\text{cin}} = \frac{E_1}{E_0} = \left[\frac{\left(\frac{M_2}{M_1}\right)^2 - \sin^2 \theta + \cos \theta}{\left(1 + \frac{M_2}{M_1}\right)} \right]^2 \quad (\text{I-9})$$

Ce facteur dépend de l'angle de diffusion θ et des masses atomiques M_1 et M_2 de l'ion incident et de la cible.

L'angle de diffusion décrit la collision et dépend du paramètre d'impact [2]. Le paramètre d'impact est la distance minimale d'approche entre un ion incident et une cible.

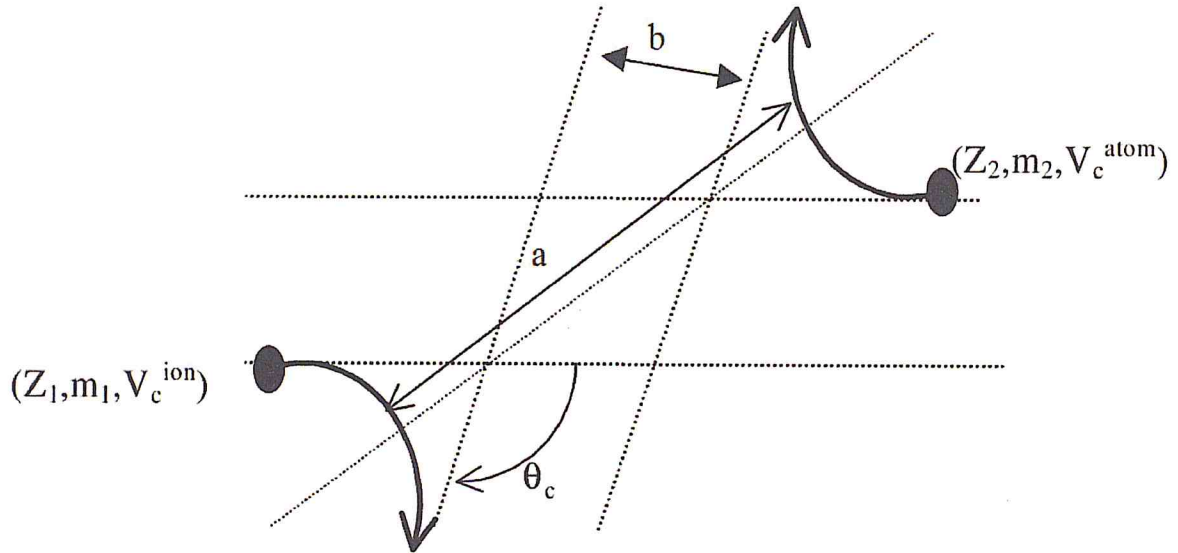


Figure. I-2 : Diffusion d'une particule (M_1, Z_1) par une cible (M_2, Z_2) dans le système (cdm).

Considérons que le projectile ayant une charge Z_1 avec une masse atomique M_1 , se déplaçant à une vitesse v et une énergie cinétique E_0 . Ce projectile est rétrodiffusé par une cible de charge Z_2 , de masse atomique M_2 . La relation entre l'angle de diffusion θ_c , le paramètre d'impact b et la distance c minimale d'approche a dans une interaction coulombienne entre les deux particules s'écrit :

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\theta_c}{2}\right) = \frac{a}{2b} \quad (\text{I-10})$$

où $a = \frac{2Z_1Z_2e^2}{\mu v^2}$ et $\mu = \frac{M_1M_2}{M_1+M_2}$ et la masse réduite

La figure (I-3) représente la variation du facteur K_{cin} en fonction de l'angle θ et des masses M_1 et M_2 . On remarque que le facteur K_{cin} croît en fonction de la masse M_2 et décroît en fonction de l'angle de diffusion θ : plus l'angle est grande, plus l'énergie transférée au noyau cible est grande [3].

Cas particuliers de K_{cin} :

Selon l'angle de diffusion, on distingue deux cas particuliers :

➤ Pour $\theta = 180^\circ$:
$$K_{cin} = \left(\frac{M_2 - M_1}{M_2 + M_1} \right)^2$$

D'après la figure I-3, il est clair que la valeur de K_{cin} est toujours minimale pour une valeur de θ de 180° quelque soit la combinaison ion incident-noyau cible, et il est valable dans le cas où $M_1 < M_2$. Si les masses sont égales, le facteur K_{cin} s'annule.

➤ Pour $\theta = 90^\circ$:
$$K_{cin} = \left(\frac{M_2 - M_1}{M_2 + M_1} \right)$$

Si $\theta > 90^\circ$, K_{cin} est proportionnel à $\cos^2\theta$.

$\theta < 90^\circ$, il n'y a pas de diffusion de particules vers l'arrière.

Pour une analyse idéale d'une couche donnée (échantillon cible), il faut que K_{cin} possède une valeur minimale, ce qui implique une meilleure résolution, alors l'arrangement expérimental devrait être tel que l'angle de diffusion proche de 180° .

Le facteur cinématique K_{cin} est un paramètre très important, car il permet d'identifier les éléments et les impuretés de masses inconnus dans un échantillon cible alors cette analyse sera facile à l'aide de ce facteur.

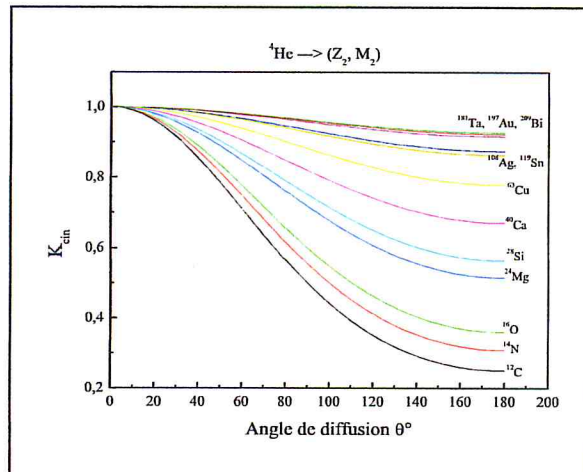


Figure. I-3 : Variation du facteur cinématique en fonction de l'angle de diffusion et de la masse de la cible.

2. Perte d'énergie et pouvoir d'arrêt

Comme on a dit précédemment, lors du passage d'un faisceau des particules chargées rapides d'énergie E_0 , dans une épaisseur ΔX de matière, deux types de collision majeurs (nucléaire ou électronique) peuvent avoir lieu en provoquant des pertes d'énergies comprises dans l'intervalle d'énergie $(T, T + dT)$.

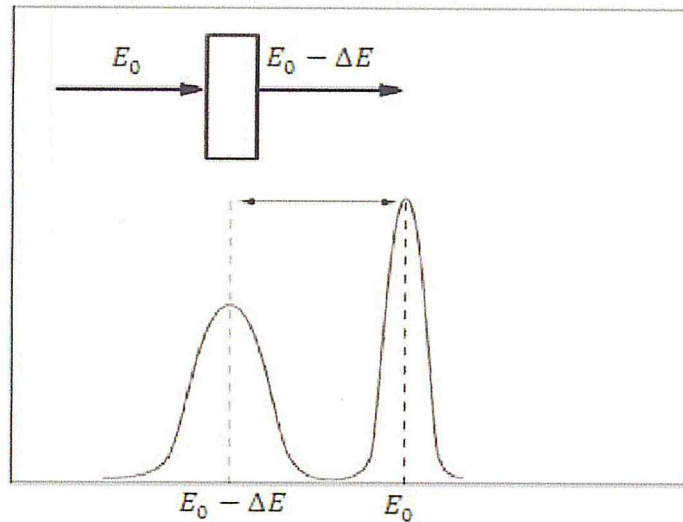


Figure I-4 : Schéma de principe de la perte d'énergie ΔE

A la sortie de la cible et à cause du caractère statistique des collisions l'énergie du faisceau incident prend une distribution finale centrée autour de l'énergie sortante $E_0 - \Delta E$, où ΔE est l'énergie moyenne perdue dans la cible de densité atomique N (atome/cm³) (Figure I-4). Elle est égale à :

$$\langle \Delta E \rangle = \int T db = N \Delta X \int T d\sigma \quad (\text{I-11})$$

Où $d\sigma$ est la section efficace d'un tel transfert qui correspond à une interaction s'effectuant avec un paramètre d'impact b (figures I-2).

Le pouvoir d'arrêt ou la perte d'énergie par unité de parcours s'écrit alors :

$$S(E) = -\left(\frac{dE}{dX}\right) = \lim_{\Delta X \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta E}{\Delta X}\right) = N \int_{T_{min}}^{T_{max}} T d\sigma \quad (\text{I-12})$$

T_{min} et T_{max} sont respectivement le minimum et le maximum d'énergie transférée à l'atome cible avec $S(E)$ est en unité d'énergie par unité de parcours (MeV/μm).

Cette dernière définition est une contribution de deux composantes séparées nucléaire et électronique :

$$S(E) = S_e(E) + S(E)_n = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_e + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_n \quad (I-13)$$

L'importance relative du ralentissement électronique dues aux collisions inélastiques et du ralentissement nucléaire dues aux collisions élastiques, dépend de la vitesse de la particule incidente, de l'état de charge du projectile et de la nature du milieu ralentisseur. La figure I-5 donne un aperçu de la variation du pouvoir d'arrêt en fonction de la vitesse de l'ion incident. La forme générale de ces courbes est valable quels que soient l'ion est le matériau. Dans ce travail nous nous intéressons particulièrement aux ions rapides où la perte d'énergie électronique est prédominante.

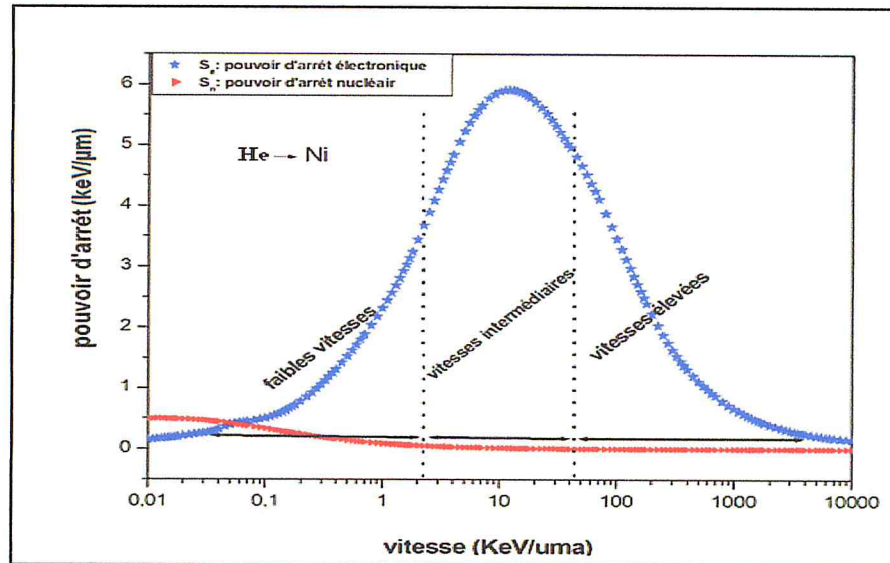


Figure. I-5 : Évolution des pouvoir d'arrêt électronique(rouge) et nucléaire(bleu) des ions d'Hélium dans le Nickel en fonction de la vitesse des ions incidents (keV/uma), calculée par le code de simulation SRIM [5].

3. Perte d'énergie électronique

Contrairement au cas des collisions élastiques, les collisions inélastiques rassemblent tous les types de collisions dans lesquelles l'énergie cinétique totale du système de particule n'est pas conservée, ainsi l'énergie interne de chacun des participants de la collision peut être modifiée au cours de l'interaction. Ce type de collision se produit à haute énergie, lorsqu'un ion énergétique arrive sur la cible, il entre en collision avec le nuage électronique des atomes du

milieu traversé, chacun des deux partenaires peut voir sa population électronique modifiée. Les modifications des configurations électroniques des deux partenaires engendrent trois processus majoritaires intervenant lors des collisions inélastiques : l'excitation de l'atome cible et du projectile, l'ionisation de l'atome cible et la capture électronique par le projectile [5,6]. L'importance relative de ces processus varie avec le rapport entre la vitesse du projectile V_p et celle des électrons actifs de la cible, c'est-à-dire les électrons entrant en jeu dans la dynamique de la collision.

Suivant ce rapport, et pour faciliter l'évaluation du pouvoir d'arrêt, nous pouvons distinguer trois régions d'interaction selon la vitesse du projectile par rapport à la vitesse moyenne de ces électrons. Cette dernière est donnée d'après le modèle de Thomas-Fermi [7], par la relation $V = Z_1^{2/3} V_0$, où v_0 est la vitesse de Bohr ($v_0 = \frac{e^2}{\hbar} = \frac{c}{137}$, correspondant à des particules d'énergies de 25 keV/uma, c étant la vitesse de la lumière) :

(a) régime de haute vitesse lorsque $v \gg Z_1^{2/3} V_0$

Dans ce régime de vitesse, où l'excitation et l'ionisation prédominent et sont presque équiprobables. C'est la limite pour laquelle l'ion incident est complètement épluché de ses électrons, et il peut être considéré comme un ion de charge ponctuelle $Z_1 e$. L'interaction est bien décrite par un potentiel purement coulombien (Rutherford). Le pouvoir d'arrêt décroît rapidement suivant la loi en $1/E$ quand l'énergie augmente. Deux approches de base ont été présentées pour évaluer la perte d'énergie électronique dans ce domaine : L'approche classique de Bohr [8] qui dépend du paramètre d'impact et l'approche de Bethe [9] qui a élaboré les équations fondamentales du ralentissement des ions énergétiques dans la matière en utilisant un traitement quantique de la théorie de Max Born [10] par la suite, Bloch [11] a développé une autre formulation du pouvoir d'arrêt, reliant le calcul quantique de Bethe au traitement classique de Bohr.

(b) Régime de vitesse intermédiaire lorsque $V \approx Z_1^{2/3} V_0$

Dans ce régime de vitesse, les trois processus inélastiques coexistent. En effet, le processus de capture entre en concurrence avec celui de l'ionisation, l'ion projectile n'est alors plus totalement épluché, il capture des électrons de la cible et son état de charge diminue. On s'écarte de la loi de dépendance en \sqrt{E} du dépôt d'énergie lorsque l'ion passe du domaine des basses vitesses. Le pouvoir d'arrêt passe par un maximum, appelé **pic de Bragg**. Aucune formulation simple et précise peut prédire ce pouvoir d'arrêt. Ce régime est généralement décrit par la théorie de Lindhard [12] en liaison avec la charge effective.

(c) Régime de basse vitesses lorsque $V \ll Z_1^{2/3} V_0$:

Dans ce régime de vitesse, la capture d'un électron par le projectile est le phénomène dominant. En effet, l'ion incident possède la plus grande partie de ses électrons, au cours de la collision, les nuages électroniques des deux partenaires (ion-atome cible) se recouvrent. Un réarrangement des niveaux électroniques a lieu au cours de l'interaction, engendrant la formation d'une quasi-molécule où les électrons du projectile et de l'atome cible peuvent être échangés. Seuls les électrons faiblement liés à l'atome cible contribuent à la perte d'énergie. Les deux approches théoriques de Firsov [13] et Lindhard-Sharff [12], ont permis de montrer que le pouvoir d'arrêt électronique est proportionnel à la vitesse ($\propto \sqrt{E}$) de l'ion dans ce domaine de vitesse.

Chapitre II :

Méthode expérimentale

Introduction

Notre objective principal dans ce travail est de traiter et analyser les données expérimentales obtenues des ions énergétiques légers ($^1_1H^+$, $^2_1H^+$ et $^4_2He^+$) traversant des cibles solides monoatomiques minces (Ni et Al) acquis dans le commerce. Ces ions sont produits par un accélérateur linéaire de type Van de Graaff implémenté au niveau du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger (CRNA). Le traitement et l'analyse de ces données nous permettra de déterminer le pouvoir d'arrêt des ions légers ($^1_1H^+$, $^2_1H^+$ et $^4_2He^+$) dans des cibles minces de Nickel (Ni) et d'Aluminium (Al).

Afin de mieux comprendre le travail que nous avons effectué dans le cadre de notre mémoire de master, nous avons jugé utile de donner une description du dispositif expérimental qui a été utilisé pour la détermination du pouvoir d'arrêt des ions légers ($^1_1H^+$, $^2_1H^+$ et $^4_2He^+$). Ce chapitre donne un bref aperçu de l'accélérateur VDG, de l'évaporateur pour la réalisation des cibles (Ex : Au/Si) et de la méthode expérimentale qui a été utilisé et qui consiste en la combinaison de deux techniques nucléaires ; à savoir la RBS et la transmission. Nous donnons aussi une description des outils informatiques qu'on a utilisés pour mener à bien ce travail (le code de calcul et de simulation SIMNRA, le logiciel de traitement et d'analyse des spectres Origin et enfin le code de calcul SRIM pour la génération des données théoriques du pouvoir d'arrêt.

1. L'accélérateur des particules VDG

L'accélérateur 3.75 MV de type Van de Graaff en exploitation au niveau du CRNA, est un instrument qui délivre trois types de faisceaux d'ions ($^1_1H^+$, $^2_1H^+$ et $^4_2He^+$) d'intensité réglable dont l'énergie peut varier de façon continue entre 1 et 3.75 MeV [14]. L'accélérateur VDG présente l'avantage d'avoir une très bonne stabilité et une très bonne précision en énergie (de l'ordre de 0.001 keV). L'accélérateur est relié à une source d'ions de haute fréquence, les trois types d'ions ($^1_1H^+$, $^2_1H^+$ et $^4_2He^+$) sont produits à partir de l'ionisation du gaz d'hydrogène, deutérium et de l'hélium, respectivement. Le faisceau d'ions produit est accéléré dans un tube accélérateur, ensuite il pénètre verticalement dans un aimant d'analyse où après déflexion (avec un angle de 90°), il sort d'une manière horizontale. A la sortie de l'analyseur magnétique, le faisceau traverse un système de lentilles magnétiques pour limiter sa dispersion angulaire, et puis dirigé dans l'une des trois extensions disponibles où est maintenu un vide de l'ordre de 10^{-6} Torr avant d'être focalisé sur la

cible au centre de chambre par un quadripôle électromagnétique. La linéarité et la section de faisceau, qui est de l'ordre de 1 mm de diamètre, sont assurées par des lentilles de focalisation et des diaphragmes distants de 3 mètres. L'étalonnage en énergie de l'accélérateur est effectué systématiquement à chaque fois qu'il y a une intervention technique soit au niveau de l'alimentation, l'aimant d'analyse ou bien les lentilles de focalisation.

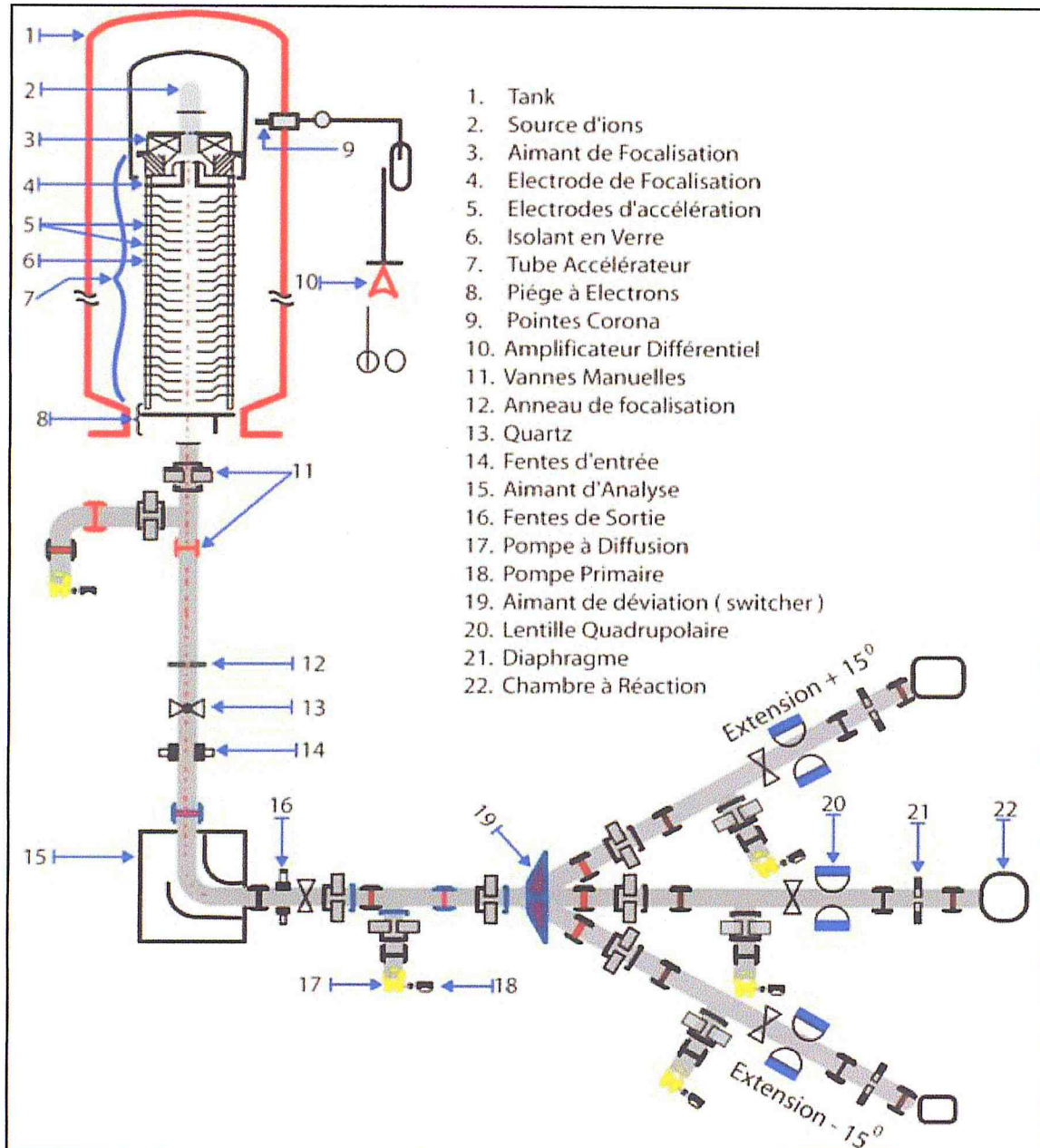


Figure. II-1 : schéma de l'accélérateur VDG

2. Préparation des échantillons cibles

La méthode expérimentale qui a été utilisée pour la mesure de la perte d'énergie (transmission indirect), nécessite l'utilisation de deux cibles : de cibles primaires, dite de rétrodiffusion (Au/Si), sont utilisées pour réduire l'intensité du faisceau primaire et produire le faisceau secondaire dont on étudiera le ralentissement dans divers matériaux ; et de cibles secondaires (Ni et Al) dont on se propose de déterminer le pouvoir d'arrêt des divers faisceaux incidents. Pour cela, nous avons élaboré des dépôts d' Au sur des substrats de silicium en utilisant la technique d'évaporation thermique sous vide disponible au niveau du laboratoire de cibles du CRNA, dont son principe est décrit dans le paragraphe suivant.

2.1. Évaporation par effet Joule

La technique d'évaporation thermique [15,16] consiste à chauffer, dans une enceinte sous vide en forme de cloche et par effet Joule, un creuset métallique (Mo, W, Ta, etc.) contenant les substances à déposer. La température de fusion de la substance (température maximale de chauffage) doit être obligatoirement inférieure à la température de fusion du creuset. Une fois que la température de chauffage dépasse la température de liquéfaction du matériau, il y a formation de vapeurs d'entités atomiques ou moléculaires de celui-ci, sous une pression sensiblement supérieure à la pression à l'intérieur de l'enceinte. Ces entités s'échappent alors de la matrice du matériau et se propagent jusqu'à ce qu'elles rencontrent un obstacle (substrats, parois de l'enceinte, quartz). Des dépôts du matériau se forment progressivement sur les surfaces froides des substrats par condensation des entités évaporées. Afin d'avoir des dépôts de grande pureté, il est primordial de chauffer le creuset avant l'évaporation du matériau et de disposer, à l'intérieur de la cloche, d'un bon vide secondaire. Pour obtenir un dépôt de bonne qualité, l'augmentation de la température de chauffage (intensité) doit se faire de façon progressive afin d'éviter d'importantes fluctuations de la pression (vide) durant le processus d'évaporation.

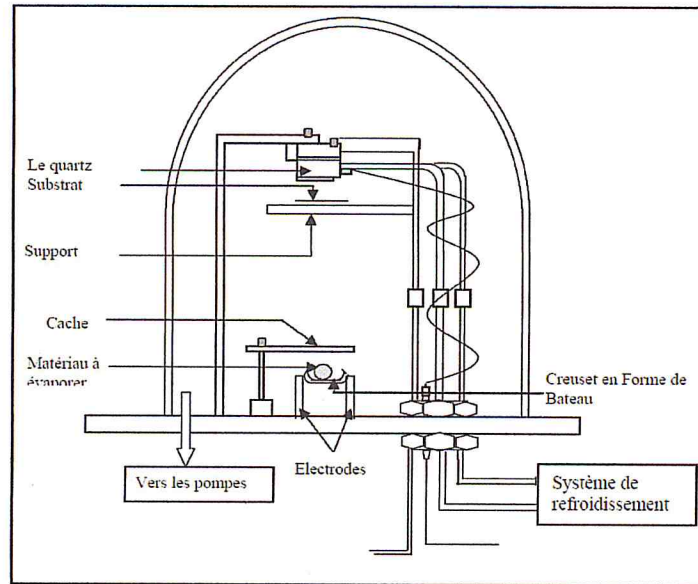


Figure. II-2 : Schéma descriptif de l'évaporateur à effet Joule du CRNA

L'épaisseur de dépôt est mesurée à l'aide d'une balance à quartz (cristal piézoélectrique) positionné au voisinage du substrat, Son principe est basé sur la mesure de la variation de la fréquence d'oscillation du quartz induite par l'augmentation de la masse du cristal suite au processus de dépôt. La cible *Au/Si* utilisé en RBS a été élaborée au niveau laboratoire cible du CRNA par la technique d'évaporation thermique.

3. Technique nucléaire de transmission indirecte

La technique nucléaire de transmission indirecte [17] est une combinaison de deux techniques : la RBS qui est utilisé pour la diminution de l'intensité du courant de faisceau des particules qui peut provoquer une dégradation du film ainsi que le détecteur, et la technique de transmission qui permet d'extraire la perte d'énergie du faisceau rétrodiffusé. L'utilisation des deux techniques a permis d'optimiser les avantages de chacune d'entre elles en évitant leurs inconvénients majeurs.

Le principe de la méthode est d'envoyer un faisceau de particules chargées d'énergie E_0 sur une cible de *Au/Si*, placée au centre de la chambre de diffusion et composée d'une fine couche d'Or de l'ordre de 200 \AA d'épaisseur ; déposée sur un substrat bien poli de Silicium. Cette cible d'Or est utilisée pour réduire l'intensité du faisceau primaire et produire le faisceau secondaire

dont on étudiera le ralentissement. Le faisceau d'ions secondaires produit après rétrodiffusion des particules incidentes sur la cible d'Au/Si, passe à travers un film métallique très mince accolé au détecteur à barrière de surface, couvrant seulement la moitié de sa surface. La détection des particules rétrodiffusées, d'énergie $E_r = k_{Au} E_0$, est faite à l'aide d'un détecteur à barrière de surface. Cette configuration permet d'éviter la détérioration des cibles et des détecteurs par le faisceau primaire trop intense. Le schéma de l'ensemble expérimental (chaîne de détection, échantillon, cibles) est représenté dans la figure suivante (II-3).

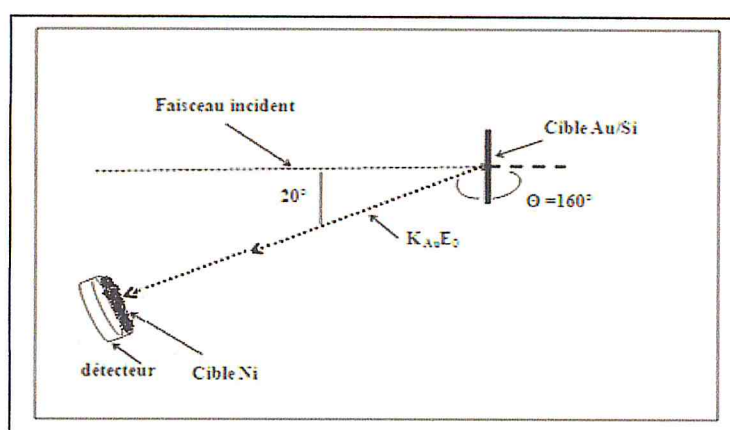


Figure. II- 3 : schéma de la méthode expérimentale utilisée

Ce dispositif expérimental est mis en place à l'intérieure d'une chambre à réaction cylindrique en acier inoxydable de 60 cm de diamètre. Son fond contient deux plateaux mobiles qui peuvent supporter des détecteurs de type barrière de surface (voir Figure. II-4). Les deux plateaux coulissants peuvent être actionnés de l'extérieur de la chambre afin de fixer l'angle de détection $\theta=160^\circ$. Pendant toute la durée de l'expérience, la chambre est maintenue sous vide, à une pression d'environ 10^{-6} Torr.

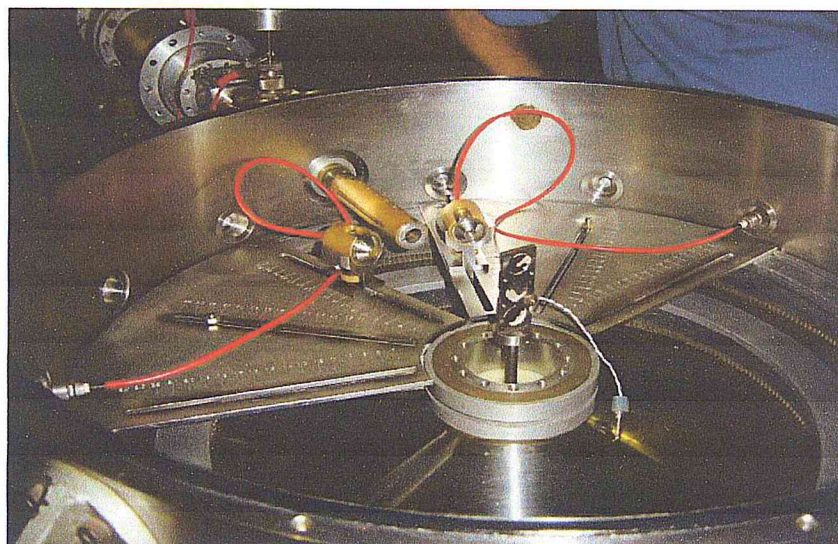


Figure. II- 4 : vue intérieure de la chambre à réaction.

Le dispositif expérimental est relié à l'extérieur de la chambre à réaction au système de détection pour l'acquisition des données de l'expérience. Les impulsions issues du détecteur, sont transmises à la chaîne électronique de détection, qui est Composée :

- Le détecteur SBD : le détecteur utilisé dans notre expérience est de type barrière de surface, il est placé à un angle 160° par rapport à la direction du faisceau primaire.
- Un préamplificateur : d'un préamplificateur de charge (Ortec 142 A).
- Un amplificateur (Ortec 572), consiste à amplifier le signal en lui donnant la forme d'une Gaussienne.
- Une carte d'acquisition MCB pour la collecte du spectre expérimental. Le système d'acquisition utilisé est connecté à un micro-ordinateur permettant la visualisation des spectres au cours des mesures et leurs stockages.

Un générateur d'impulsions a été utilisé afin de contrôler toute dérive électronique qui pourrait surgir lors des expériences. La figure II-5, montre un exemple de spectre de transmission après rétrodiffusion des protons d'énergie initiale 2.8 MeV, sans et après avoir traversé un film de Nickel (Ni) de $1 \mu\text{m}$, obtenu dans cette expérience. Dans cette figure, sont représentés pour chacun des deux pics de protons les paramètres expérimentaux rentrant dans la détermination du pouvoir

d'arrêt. C_0 et C_1 sont les canaux des pics de protons rétrodiffusés par la cible d'or avec et sans film, E_0 et E_1 , sont les énergies correspondantes des particules détectées.

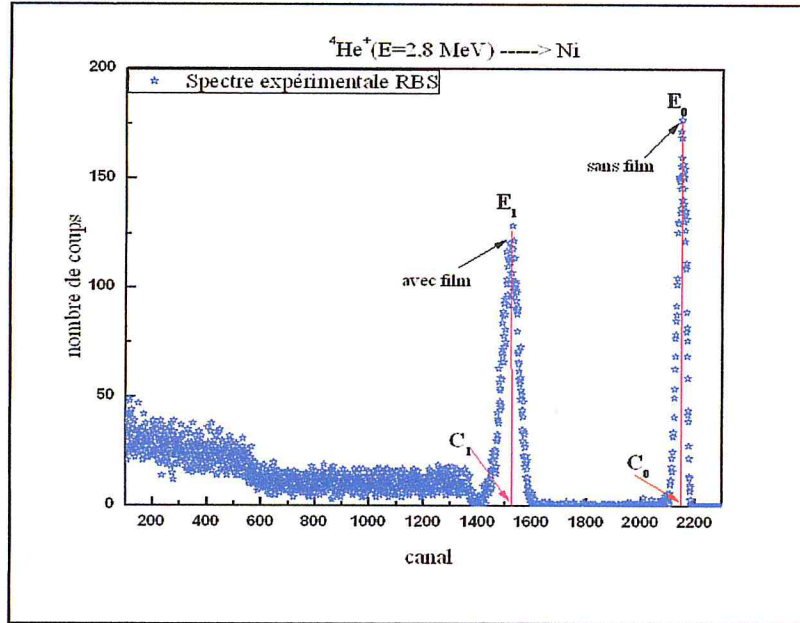


Figure. II-5 : Spectre en énergie des protons rétrodiffusés par une cible Au/Si, traversant un film mince de Nickel, d'énergie 2.8 MeV.

4. Détermination de la perte d'énergie

La perte d'énergie ΔE est déterminée à partir de la différence entre les numéros des canaux C_0 et C_1 du pic de protons correspondant aux énergies E_0 et E_1 (voir Figure. II-5) obtenus simultanément avec le même faisceau d'ions rétrodiffusés (par la cible Au/Si) et enregistrés par le détecteur directement ou après traversée du film mince de Ni, par la relation :

$$\Delta E = E_0 - E_1 = \alpha (C_0 - C_1) \quad (\text{II-1})$$

α est le paramètre d'étalonnage en énergie de la chaîne de détection. Il est relié au numéro de canal C par une fonction linéaire de type :

$$E \text{ (keV)} = \alpha \times C + \beta \quad (\text{II-2})$$

où α (keV/canal) et β (keV) sont les paramètres d'ajustement qui peuvent être déterminés en traçant la droite d'étalonnage. La figure (II-5) représente la courbe d'étalonnage de la chaîne de détection

des points obtenus à partir du numéro de canal sans la cible et l'énergie rétrodiffusée correspondante (C_0 , E_r) et son ajustement linéaire.

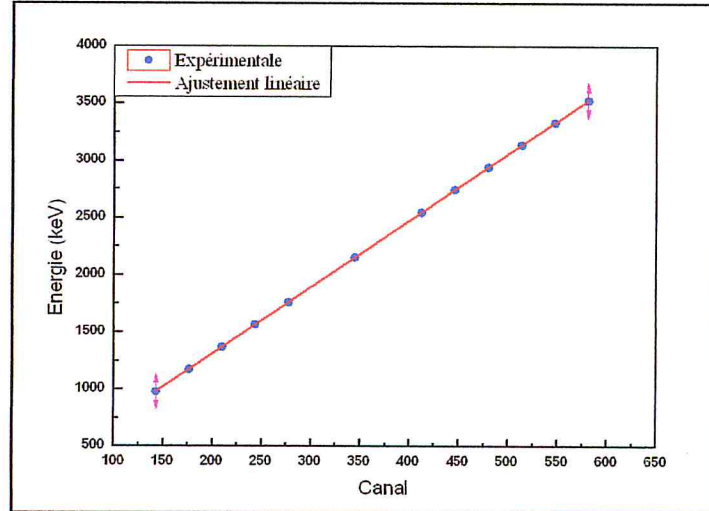


Figure. II-6 : Droite d'étalonnage de la chaîne de détection.

Le pouvoir d'arrêt $S(E)$ d'un ion d'énergie E étant défini comme étant la perte d'énergie par unité d'épaisseur traversée :

$$S = \frac{dE}{dX} \quad (\text{II-3})$$

où X la profondeur (μm) sera déduit de la relation :

$$S = \frac{\Delta E}{\Delta X} = \frac{\alpha(C_0 - C_1)}{\Delta X} \quad (\text{II-4})$$

Les cibles (Ni et Al) utilisées étant très mince, la perte d'énergie ΔE du faisceau de particules chargées est très faible devant son énergie initiale E_0 ($\Delta E \ll E_0$) ; on définit alors dans le cadre de l'approximation de l'énergie moyenne, une énergie E_M associée au pouvoir d'arrêt S :

$$E_M = \frac{E_0 + E_1}{2} = E_0 - \left(\frac{\Delta E}{2} \right) = E_0 - \alpha \frac{(C_0 - C_1)}{2} \quad (\text{II-5})$$

Le pouvoir d'arrêt mesuré pour les différentes cibles minces sera exprimé en (keV/ μm).

La méthode de mesure du pouvoir d'arrêt utilisée permet de réduire sensiblement les sources d'erreurs expérimentales qui s'annihilent pour certaines d'entre elles du fait des mesures simultanées des énergies du faisceau rétrodiffusé avec et sans film.

Les incertitudes sur la mesure de la perte d'énergie sont ainsi dues en particulier, d'après l'expression II-4, aux incertitudes sur :

- la pente de la droite d'étalonnage en énergie de la chaîne de détection.
- le traitement des spectres pour la détermination des énergies E_0 et E_1 .
- l'épaisseur de la cible mince à analyser.

donnant :

$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{\Delta(\Delta E)}{\Delta E} + \frac{\Delta(\Delta X)}{\Delta X} \quad (\text{II-6})$$

où,

$$\frac{\Delta(\Delta E)}{\Delta E} = \frac{\Delta\alpha}{\alpha} + \frac{\Delta C_0}{C_0 - C_1} + \frac{\Delta C_1}{C_0 - C_1} \quad (\text{II-7})$$

$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ est l'erreur sur la pente de la droite d'étalonnage de la chaîne de détection. ΔC_1 et ΔC_0 , sont déterminés respectivement, en ajustant les deux pics de protons rétrodiffusés avec et sans film, par des gaussiennes. L'incertitude sur l'épaisseur de cible ΔX est de l'ordre de 3%. L'incertitude résultant de l'ensemble des diverses contributions est estimée à 5%.

5. Les programmes informatiques de simulation

Dans ce paragraphe nous allons donner une description des programmes informatiques utilisés dans le traitement des données expérimentales obtenues. Pour la représentation des distributions en énergie des différentes particules dans le Ni et l'Al et l'analyse de ces spectres, nous avons utilisé le logiciel Origin de OriginLab, pour la simulation de l'expérience et la détermination de l'épaisseur du dépôt d'Au, nous avons utilisé le logiciel SIMNRA et enfin pour la génération des données théoriques du pouvoir d'arrêt, nous avons utilisé le code semi-empirique SRIM 2013.

5.1. SIMNRA

La simulation numérique ou informatique désigne l'exécution d'un programme informatique sur un ordinateur dans le but de simuler un phénomène physique. Actuellement, la simulation numérique est devenue un outil très important et nécessaire dans de nombreux domaines de recherche et de développement. Dans le cadre du travail de mémoire que nous nous sommes fixés, nous avons utilisés le code SIMNRA pour la simulation de l'expérience et des spectres expérimentaux RBS, que nous avons obtenus tout au long de ce travail.

Le code SIMNRA est un programme de simulation qui permet de simuler les spectres expérimentaux qui sont obtenus lors de la réalisation des expériences de physique. Ce code est basé sur le concept de la section efficace de rétrodiffusion de Rutherford, le facteur cinématique et les tabulations du pouvoir d'arrêt. Il a été développé par Mayer [18] sur la base d'un algorithme qui génère un spectre théorique. En principe, le SIMNRA est utilisé pour simuler des spectres RBS (rétrodiffusion de Rutherford) pour déterminer l'épaisseur de la cible, et des spectres NRA (analyse par réactions nucléaires) pour le dosage des éléments légers : le carbone et l'oxygène, ainsi que l'analyse par détection des noyaux de recul(ERDA).

Ce code possède une base de données riche, de presque 300 sections efficaces de non-Rutherford et de réactions nucléaires pour des faisceaux d'ions légers (α , p et deutons) [19]. Il permet aussi, de simuler les spectres pour n'importe quelle géométrie de détection et quelques soit la nature de la cible. Le SIMNRA est simple à utiliser, il faut d'abord lui introduire des paramètres expérimentaux tels que les constituants de la cible, l'énergie du faisceau incident et sa nature, l'angle solide, l'angle d'incidence et de détection, les constantes de calibration et la résolution du système de détection. Le schéma suivant montre la géométrie de détection : l'angle d'incidence α , l'angle de rétrodiffusion β et l'angle de diffusion θ .

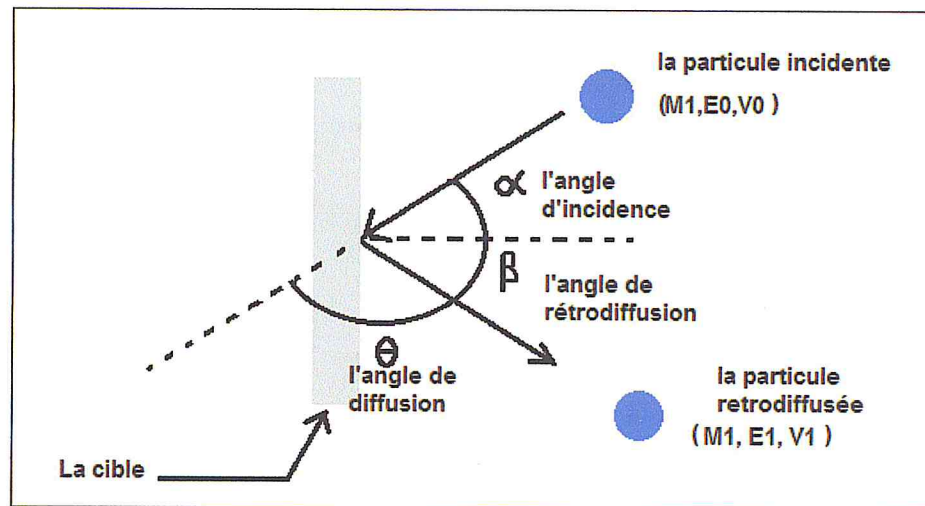


Figure. II-7 : Schéma descriptif de la géométrie de détection utilisée par le code SIMNRA.

5.2. Origin

Origin est un programme informatique de traitement et d'analyse de données. C'est un outil indispensable pour le scientifique, à la fois pour le graphisme et pour la mise en valeur des résultats de la recherche, il a une interface graphique interactive adaptée aux besoins des scientifiques et des ingénieurs. Il permet de tracer des graphes 2D et 3D, le traitement des données par Origin inclus les statistiques, traitement du signal, ajustement des courbes et analyse des pics. L'ajustement des courbes par Origin est effectué par la méthode des moindres carrés non linéaires.

Il est aussi capable d'importer des fichiers de divers formats tels que Excel, ASCII, Mathematica ou SigmaPlot, et d'exporter les graphes sous format JPEG, GIF, Tiff etc.

5.3. SRIM

À côté des approches théoriques élaborées pour l'évaluation du pouvoir d'arrêt, un grand nombre de tabulation semi-empiriques et des données expérimentales sont disponibles dans la récente compilation des données expérimentales de Helmut Paul [20] et qui permet non seulement des tester la validité de ces différents théories mais aussi d'évaluer le pouvoir d'arrêt avec une très bonne précision.

Citons à titre d'exemple la compilation des données expérimentales faite par Ziegler et al. (ZBL) [21] en 1985, où le pouvoir d'arrêt des ions dans les solides est directement déduit à partir des expressions semi-empiriques ajustant les pouvoirs d'arrêt expérimentaux. Notant que cette dernière compilation ZBL est principalement basée sur la combinaison des deux relations semi-empiriques :

$$S_{LOW} = aE^b + cE^d \quad (\text{II-8})$$

$$S_{HIGH} = e \cdot \ln g / (E + hE) / E^f \quad (\text{II-9})$$

$$S_e = \frac{S_{HIGH}S_{LOW}}{S_{HIGH}+S_{LOW}} \quad (\text{II-10})$$

où les coefficients a, b, c, d, e, f et g sont des paramètres d'ajustement aux données expérimentales. La première relation valable à base énergie est similaire à celle de Lindhard et al. [22] proportionnelle à la vitesse d'ion dans cette gamme d'énergie, tandis que la deuxième relation valable à haute énergie et elle a aussi une similitude avec la formule de Bethe-Bloch. Finalement, le pouvoir d'arrêt entre les deux régions est donné par la troisième formulation. Cette compilation ZBL qui fait partie du code de simulation SRIM est périodiquement modifiée pour tenir compte de données expérimentales récentes du pouvoir d'arrêt.

Chapitre III :
**Présentation et analyse des résultats
expérimentaux**

Introduction

Ce dernier chapitre est dédié à la présentation des résultats du pouvoir d'arrêt des protons, deutons et des particules alpha traversant des cibles minces solides monoatomiques de Ni et Al. Ces résultats ont été générés à partir du traitement et de l'analyse des spectres expérimentaux de distribution en énergie des particules chargées légères (p, d et alpha) dans une gamme d'énergie variant de 300keV à 3700keV. Ces spectres expérimentaux ont été obtenus au moyen de la technique nucléaire dite de « transmission indirecte » implémentée au niveau de l'accélérateur Van de Graaff du CRNA. Les spectres sont analysés en ajustant la distribution en énergie du pic d'or avec et sans film (voir figure III-1). Un bon ajustement par des fonctions Gaussiennes, donne directement le numéro du canal au sommet du pic, avec une estimation de l'erreur sur ceux-ci. L'étalonnage en énergie est obtenu en faisant la correspondance énergie – numéro du canal du pic d'or sans et avec film.

Ces valeurs seront ensuite comparées aux données expérimentales existantes dans la littérature et aux prévisions semi-empiriques du code de simulation SRIM 2013.

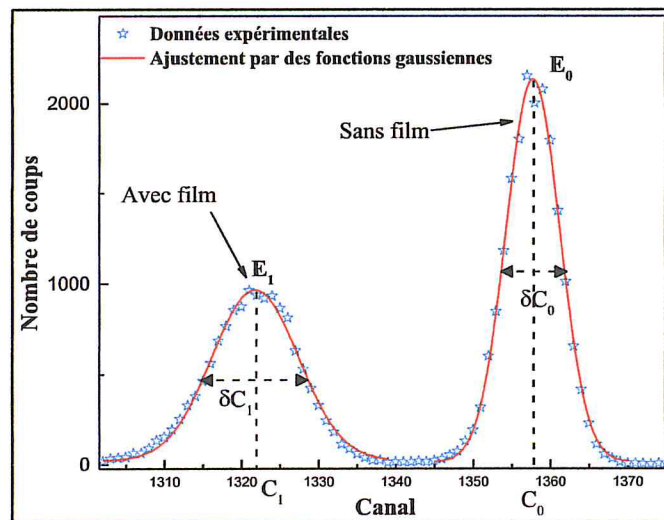


Figure. III-1 : Spectre des protons rétrodiffusés pour la mesure de la perte d'énergie dans une cible de Nickel de 1.15 µm, pour des protons d'énergie primaire de 2.7 MeV

1. Les conditions expérimentales

Les paramètres expérimentaux utilisés pour le calcul du pouvoir d'arrêt dans la gamme d'énergie qui varie entre (300 keV-3700 keV) pour des ions $^1\text{H}^+$, $^2\text{H}^+$ et $^4\text{He}^+$ dans un film de Nickel d'une épaisseur de 1,15 µm, pour des ions $^1\text{H}^+$ dans un film d'Aluminium d'une épaisseur

de 1,8 μm et pour des ions ${}^4\text{He}^+$ traversant un film d'Aluminium d'une épaisseur de 1,65 μm sont : E_0 et KE_0 qui sont, respectivement, l'énergie du faisceau avant et après la rétrodiffusion. K est le facteur cinématique lié à la géométrie de l'expérience, définit dans le chapitre I, d'autres conditions expérimentales sont présentées dans le tableau ci-dessous :

Type	Accélérateur VDG
- Faisceau primaire	$p, H_2^+, H_3^+, d, \frac{1}{2}H_e^+$
Etat de charge	1+
Energie	1000 keV à 3700 keV
Courant	30nA
- Faisceau secondaire	$p, d, {}^4\text{He}$
Angle de diffusion	$\theta = 165^\circ$
Energie	340 keV à 3600 keV

Le faisceau d'ions incident est d'abord rétrodiffusé par la cible d'or sur un substrat de silicium (Au/Si). Une partie des particules incidentes rétrodiffusées sera transmise au détecteur après ralentissement par le film mince à étudier tandis que l'autre partie du faisceau rétrodiffusé sera directement enregistrée par le détecteur (voir figure II-3).

1.1. Étalonnage en énergie de la chaîne de détection

La chaîne de détection associée au détecteur à barrière de surface permet d'amplifier, de mettre en forme et de stocker les informations que contient le signal provenant de détecteur dans un spectre RBS sous forme de canaux, l'étalonnage en énergie de cette chaîne est relié au numéro de canal C par la fonction linéaire suivante :

$$E(\text{keV}) = \alpha \times c + \beta \quad (3-1)$$

où $\beta(\text{keV})$ est l'énergie qui correspond au canal 0 et $\alpha(\text{keV}/\text{canal})$ est la pente de la droite de calibration, ce sont des paramètres d'ajustement qu'on détermine en traçant la droite d'étalonnage dont l'abscisse indique le numéro de canal de la surface du pic de l'élément considéré et l'ordonnée est l'énergie de rétrodiffusion ($K_{cin}E_0$). On donne ci-dessous, à titre d'exemple, la droite d'étalonnage des spectres des protons dans le Nickel en haut et l'Aluminium en bas.

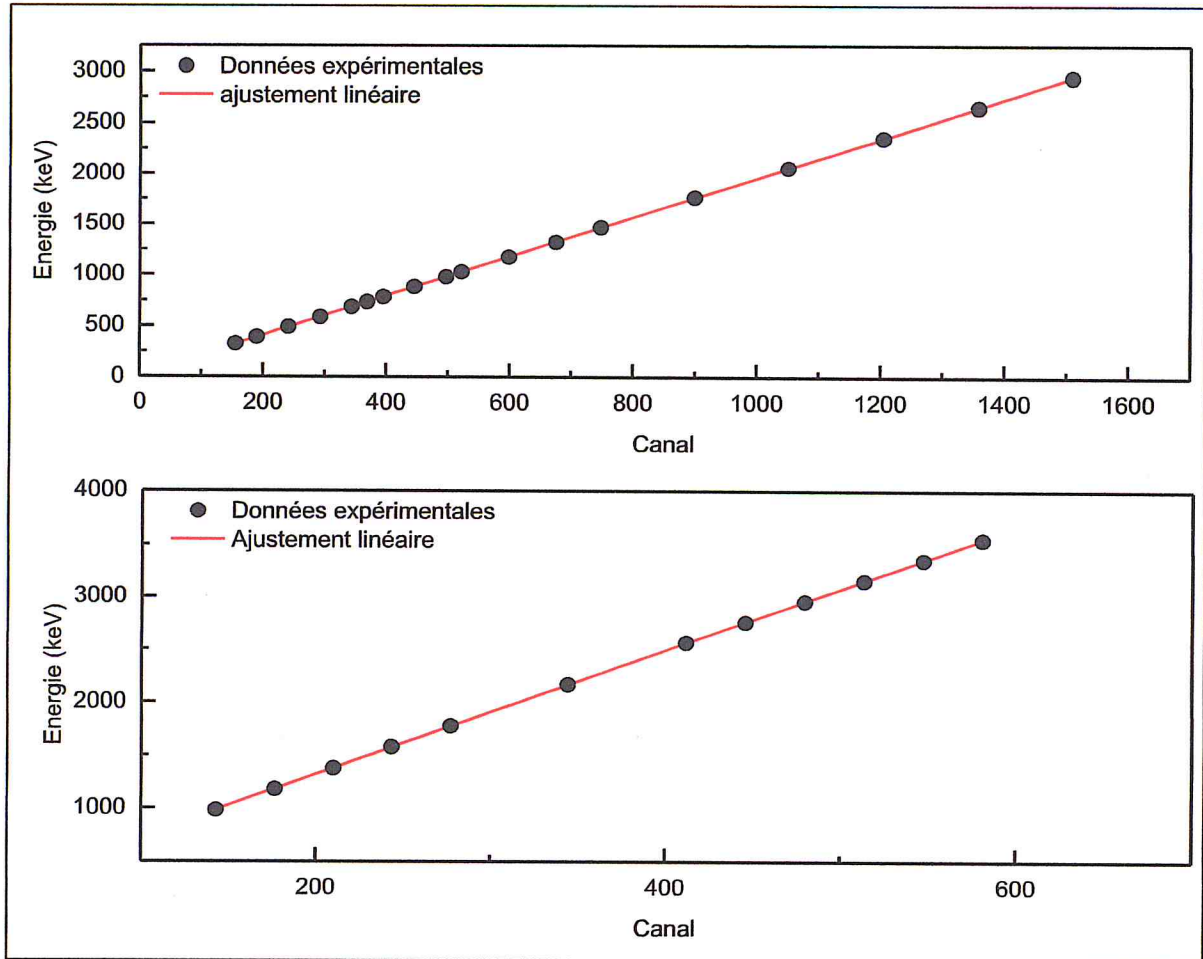


Figure. III-2 : droite d'étalonnage de la chaîne de détection

Les valeurs des paramètres de calibration α et β déterminés par un ajustement linéaire sont respectivement 1.936 keV/canal et 21.685 keV pour le Nickel et 5.849 keV/canal et 150.311 keV pour l'Aluminium.

2. Simulations des spectres RBS par SIMNRA

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les résultats de la simulation de l'ensemble des spectres que nous avons générés par le traitement et l'analyse des données expérimentales. La simulation d'un spectre RBS consiste à introduire dans le code SIMNRA les conditions de l'expérience, comme le type d'ion, l'énergie, la charge et l'intensité du faisceau d'ions, les paramètres d'étalonnage, l'angle solide, la résolution en énergie du détecteur, l'angle de détection, l'épaisseur et la stœchiométrie de l'échantillon pour reproduire numériquement le spectre expérimental.

Les figures ci-dessous montrent le résultat de la simulation des spectres RBS.

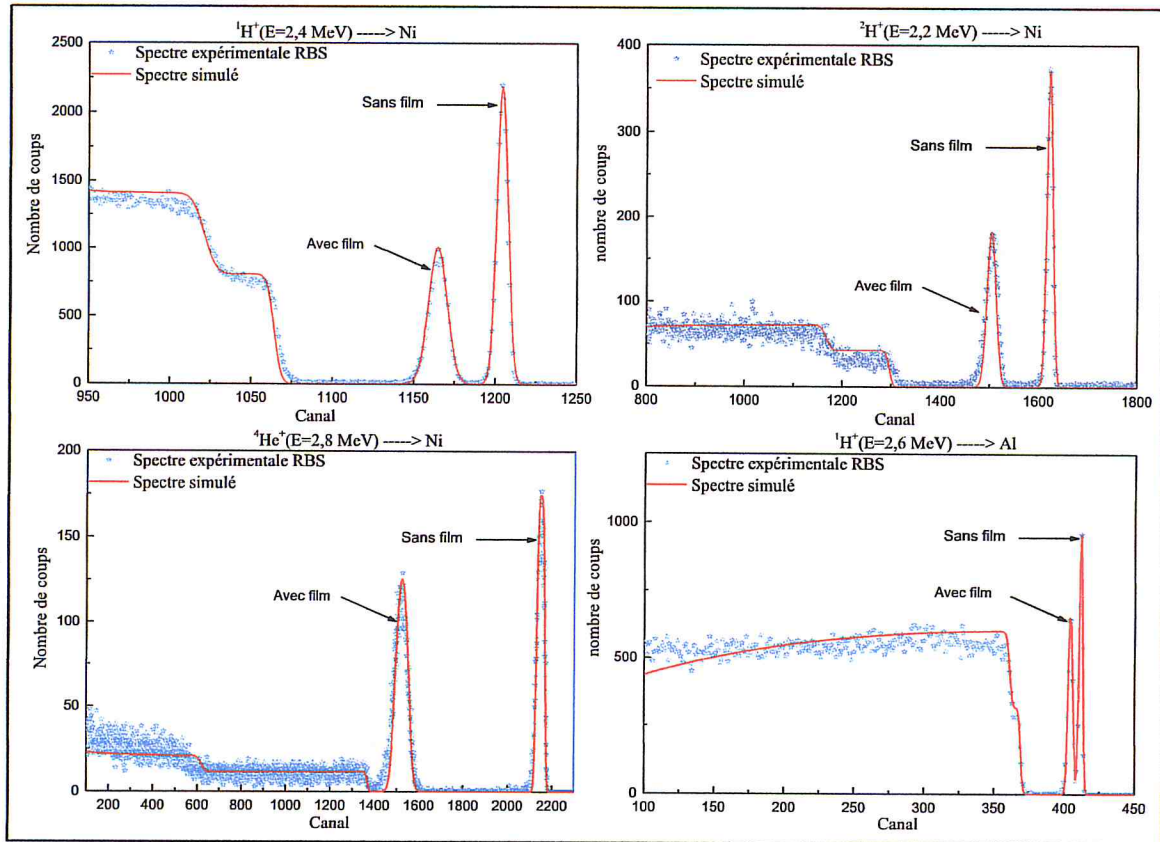


Figure. III-3 : Spectres RBS simulés par SIMNRA pour des ions $^1\text{H}^+$, $^2\text{H}^+$ et $^4\text{He}^+$ dans le Nickel et $^1\text{H}^+$ dans l'Aluminium.

Le premier pic à droite est le pic d'ions initiaux rétrodiffusés par la cible *Au/Si*, enregistré directement sur le détecteur ; où le deuxième pic qui est moins énergétique concerne la partie d'ions rétrodiffusés puis transmise au détecteur après ralentissement par le film. Le décalage observé pour le pic d'Or est expliqué par la perte d'énergie dans le film. Donc la perte d'énergie expérimentale est déterminée en calculant la différence entre les numéros des canaux des deux pics (voir le détail dans le chapitre précédent).

3. La perte d'énergie

3.1. Présentation des résultats expérimentaux du pouvoir d'arrêt

À titre illustratif nous donnons ci-dessous, un tableau qui contient les valeurs de la perte d'énergie, du pouvoir d'arrêt expérimental ainsi que les valeurs du pouvoir d'arrêt calculées par le code SRIM-2013 des protons dans la cible de Nickel.

Présentation et analyse des résultats expérimentaux

E_0 (keV)	C_0	C_1	ΔE (keV)	\bar{E}	$\frac{\Delta E}{E}$ (%)	$S_{exp}(\bar{E})$ (keV/ μm)	$S_{SRIM}(\bar{E})$ (keV/ μm)
333.3	155.796	40.088	223.804	214.844	68	194.61 \pm 6.30	212.53
400	190.401	80.777	212.036	286.077	54	184.39 \pm 5.91	195.46
500	241.280	141.554	192.892	393.673	39	167.73 \pm 5.41	173.40
600	292.931	202.192	175.509	500.389	30	152.62 \pm 4.94	156.57
700	344.039	260.448	161.683	605.326	23	140.59 \pm 4.53	143.54
750	368.779	288.432	155.408	657.475	21	135.14 \pm 4.40	138.03
800	395.452	318.152	149.515	709.434	19	130.01 \pm 4.18	133.13
900	445.383	373.084	139.843	812.294	16	121.60 \pm 4.01	124.31
1000	496.897	428.256	132.766	913.856	13	115.45 \pm 3.85	117.00
1050	521.880	454.164	130.978	963.762	13	113.89 \pm 3.98	113.70
1200	598.710	537.327	118.728	1116.923	10	103.24 \pm 3.57	105.49
1350	675.310	619.009	108.897	1268.874	8	94.69 \pm 3.13	98.29
1500	747.718	695.015	101.940	1419.389	7	88.64 \pm 2.95	92.31
1800	899.678	852.739	90.791	1719.035	5	78.95 \pm 2.60	83.23
2100	1050.879	1008.315	82.327	2017.338	4	71.59 \pm 2.39	75.08
2400	1204.165	1165.269	75.234	2314.957	3	65.42 \pm 2.18	69.04
2700	1357.762	1321.785	69.587	2611.852	2	60.51 \pm 2.08	64.05
3000	1509.689	1476.044	65.076	2908.179	2	56.59 \pm 1.93	59.74

Tableau. III- 1 : Le résultat du pouvoir d'arrêt des protons dans le Nickel

3.2. Analyse et discussion

Les mesures expérimentales du pouvoir d'arrêt des particules $^1\text{H}^+$, $^2\text{H}^+$ et $^4\text{He}^+$ reportées en fonction de l'énergie pour chaque élément ralentisseur ont été comparées aux prédictions semi empiriques de Ziegler et al. [4] ainsi qu'aux données expérimentales disponibles dans la littérature [20].

Les résultats sont illustrés sur les figures III-4 et III-5 pour les protons, III-6 pour les deutons et III-7 et III-8 pour les particules alpha.

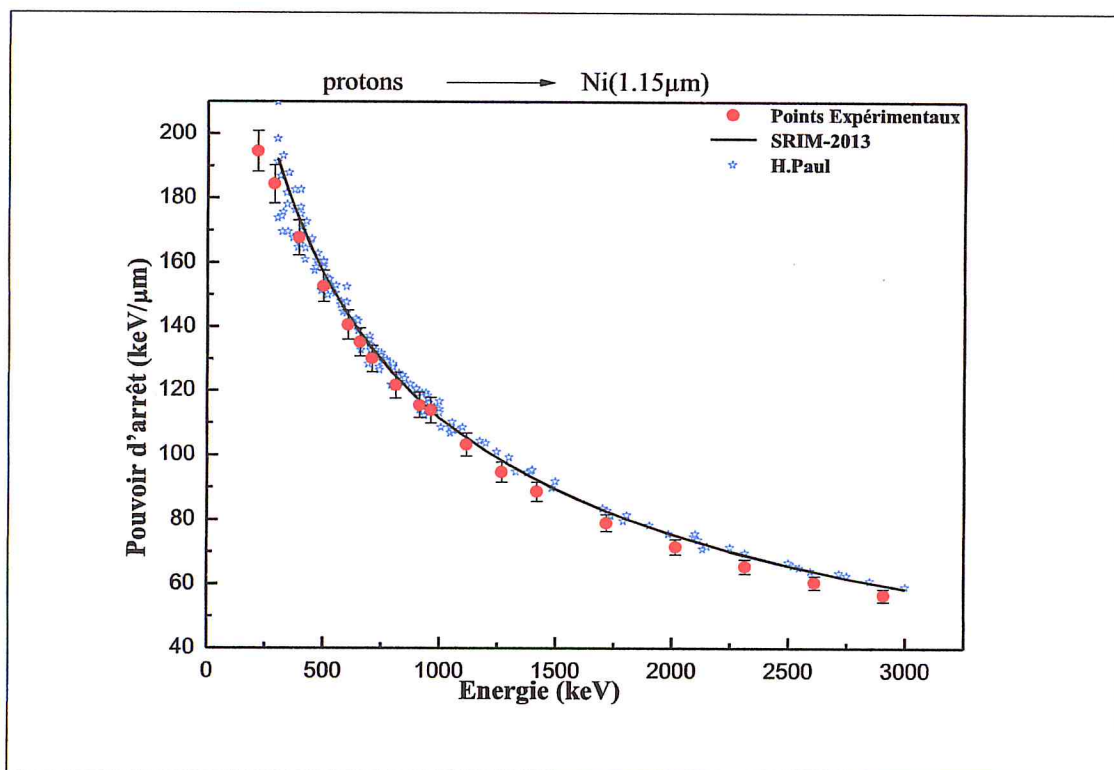


Figure. III-4 : La courbe de variation du pouvoir d'arrêt des protons dans le Nickel

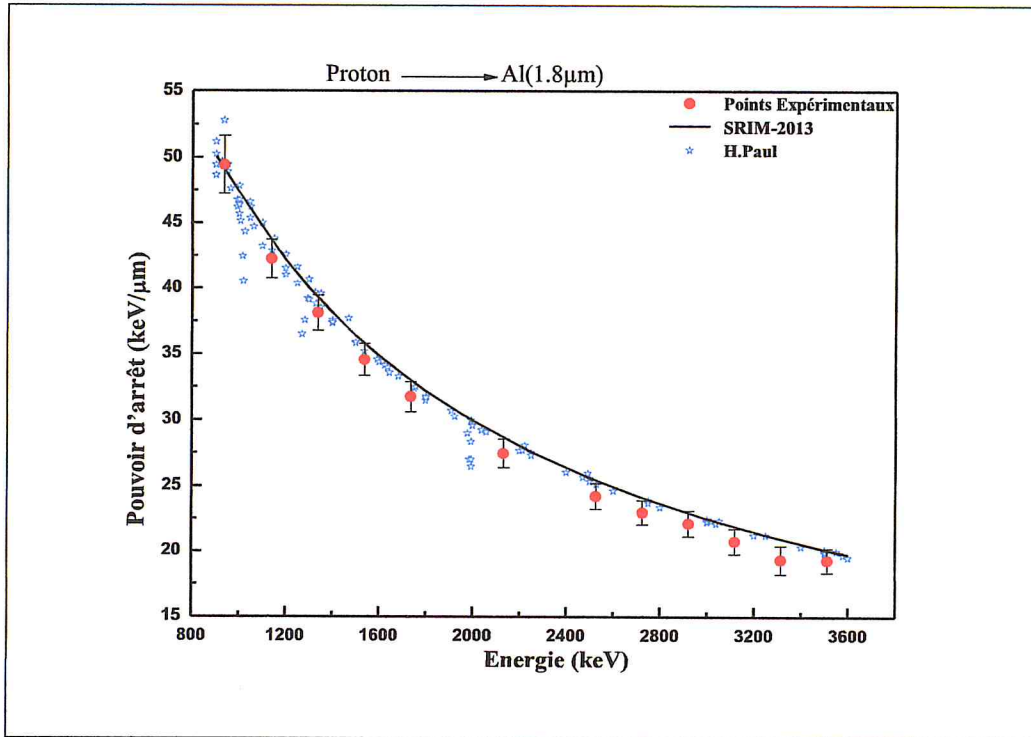


Figure. III-5 : La courbe de variation du pouvoir d'arrêt des protons dans l'Aluminium

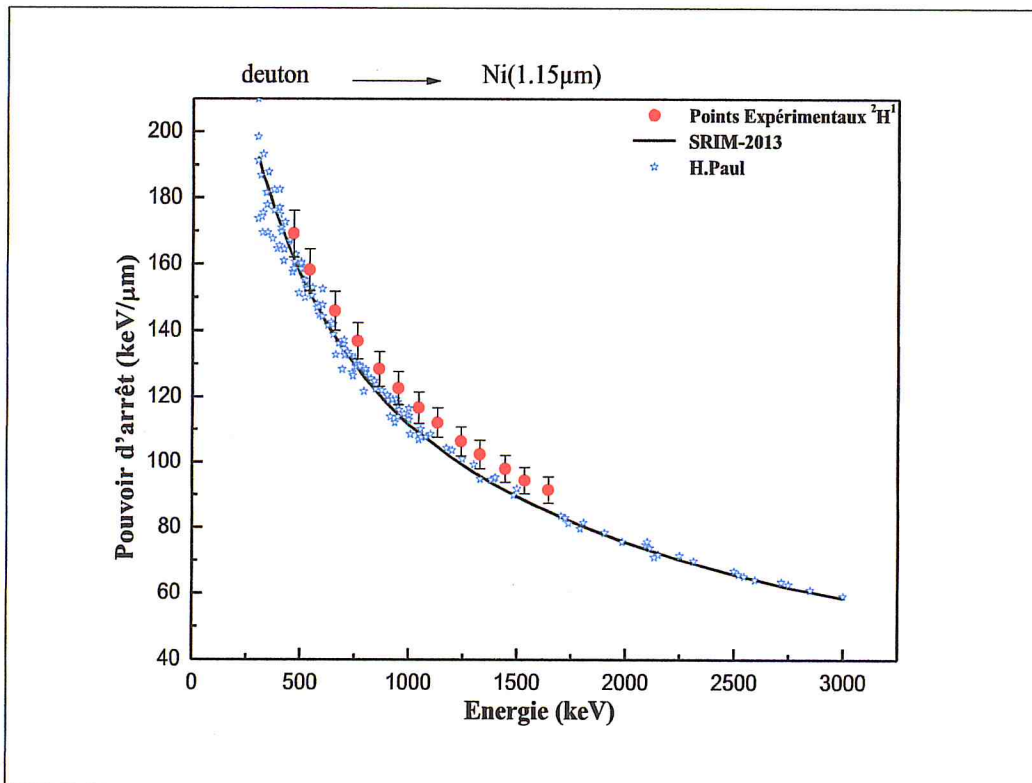


Figure. III-6: La courbe de variation du pouvoir d'arrêt des deutons dans le Nickel

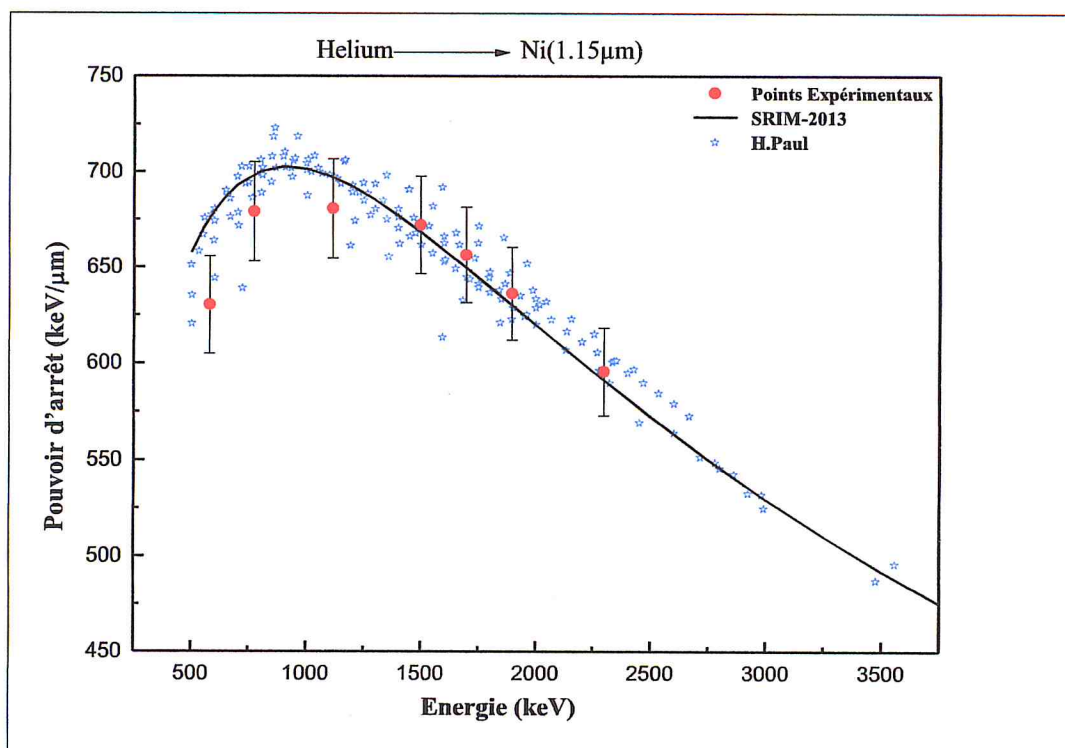


Figure. III-7 : La courbe de variation du pouvoir d'arrêt des particules alpha dans le Nickel

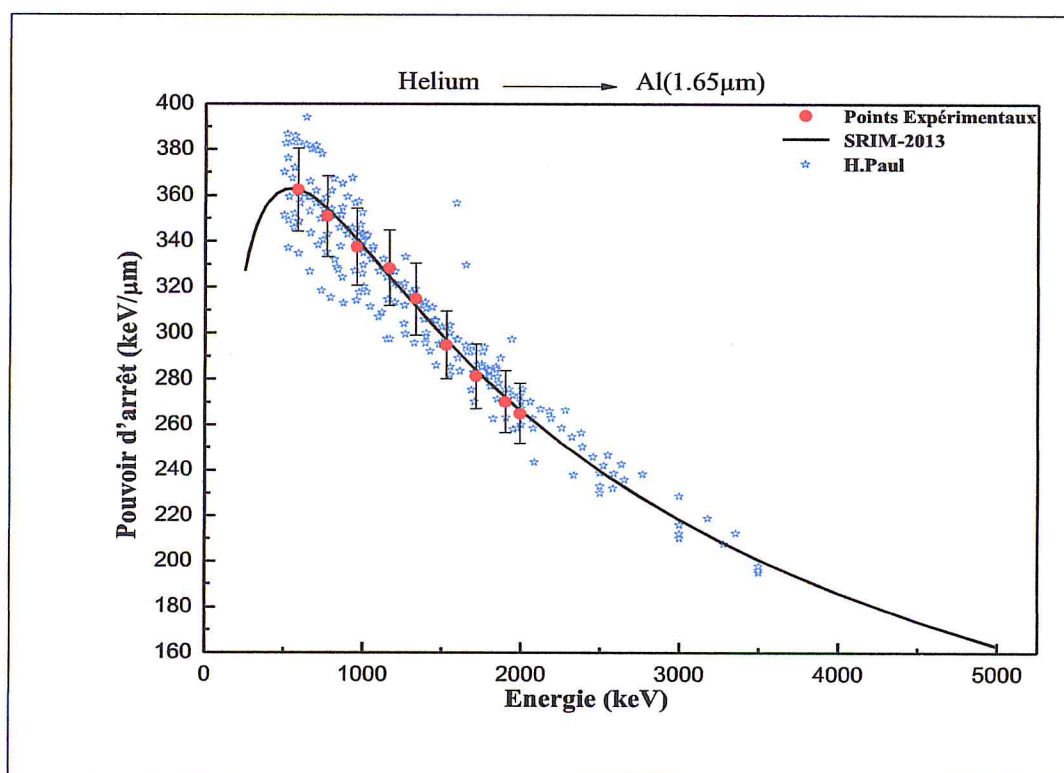


Figure. III-8 : La courbe de variation du pouvoir d'arrêt des particules alpha dans l'Aluminium

D'une manière générale les résultats du pouvoir d'arrêt montrent un accord global, dans la limite des barres d'erreurs expérimentales, avec les valeurs numériques générées par SRIM 2013 et celles précédemment rapportées dans la littérature. Comme on peut le constater à partir des figures III-4 – III-8, le pouvoir d'arrêt expérimental et théorique a la même allure.

Protons dans le Nickel et l'Aluminium : Nos valeurs expérimentales du pouvoir d'arrêt sont en bon accord avec les données calculées par le code SRIM 2013 et avec celles générées dans la compilation de Helmut Paul.

Deutons sur Nickel : Dans la limite de l'erreur expérimentale sur le pouvoir d'arrêt (de l'ordre de 5%), un bon accord est observé entre nos résultats expérimentaux et ceux données par H. Paul ou par le code SRIM-2013.

Hélium dans le Nickel et l'Aluminium : Pour les particules alpha dans le Nickel le pouvoir d'arrêt atteint une valeur maximale (pic de Bragg situé entre $\sim 650 - 1200$ keV). Dans l'ensemble, nos données expérimentales du pouvoir d'arrêt sont en bon accord avec le code SRIM 2013 et avec les données de la compilation de H. Paul, sauf autour du maximum du pouvoir d'arrêt où on a noté un écart (cas du Nickel) des données expérimentales par rapport à celles calculées par SRIM-2013. Cet écart est de l'ordre de 8%. Ceci peut être expliqué par le fait qu'au niveau du maximum du pouvoir d'arrêt (régime de vitesse intermédiaire) les trois processus inélastiques (capture électronique, excitation et ionisation) coexistent.

CONCLUSION

Dans le cadre de ce travail, nous avons analysé et traité les données expérimentales générées par l'interaction d'un faisceau d'ions légers ${}^1_1\text{H}^+$, ${}^2_1\text{H}^+$ et ${}^4_2\text{He}^+$, produit par un accélérateur de type Van de Graaff de 3.75MeV du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger. Le traitement et l'analyse de ces données nous a permis d'obtenir des spectres de distribution en en énergie des ions ${}^1_1\text{H}^+$, ${}^2_1\text{H}^+$ et ${}^4_2\text{He}^+$ ayant traversés une cible mince Nickel (Ni) et d'Aluminium (Al). L'analyse de ces spectres obtenus, nous a permis de déterminer le pouvoir d'arrêt des ions ${}^1_1\text{H}^+$, ${}^2_1\text{H}^+$ et ${}^4_2\text{He}^+$ dans une cible de Ni et d'Al, dans la gamme d'énergie allant de 300 à 3700 keV.

Nous avons donné une description détaillée de la technique nucléaire d'analyse par faisceau d'ions qui a été utilisée pour générée les données expérimentales que nous avons analysés. Cette technique disponible auprès de l'accélérateur Van de Graaff 3.75 MeV du CRNA, basée sur la combinaison de deux techniques à savoir, la spectrométrie de rétrodiffusion des particules chargées ou RBS pour Rutherford backscattering spectrometry et la transmission.

Le stage de master que j'ai effectué au niveau du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, m'a permis :

- De m'initier au travail de recherche en interagissant avec les membres d'une équipe de recherche spécialisée dans le domaine d'interaction Ion-Matière.
- De comprendre comment d'une matrice de données expérimentales on peut obtenir des spectres, renfermant des informations sur l'énergie et le nombre d'événement.
- De comprendre comment généré des spectres à partir de données brute, comment traiter, analyser et interpréter des spectres pour en extraire des informations sur l'énergie ou la perte d'énergie des ions ${}^1_1\text{H}^+$, ${}^2_1\text{H}^+$ et ${}^4_2\text{He}^+$.

Enfin, ce premier pas dans le monde de la recherche a été pour moi une expérience bénéfique et passionnante que j'espère continuer dans le futur.

Références bibliographiques

- [1] M. Nastasi, J. Mayer and J. K. Hirvonen. Ion-solid interactions: fundamentals and applications. Cambridge Solid State Science Series (ISBN 052137376X)(CUP, 1996).
- [2] H.R. Verma, Atomic and Nuclear Analytical Methods. Springer (2007).
- [3] Wei-Kan Chu, J. W. Mayer, « backscattering spectrometry», 1978.
- [4] J. F. Ziegler, J.P. Biersack, SRIM2013 – the Stopping and Range of Ions in Matter, Version 2010.23, code, available from <http://www.srim.org>.
- [5] Sigmund, P. (1972) Collision Theory of Displacement Damage, Ion Ranges and Sputtering, Rev. Roumaine Phys. 17, pp. 823, 969 & 1079
- [6] R. Weller. In Handbook of Modern Ion-Beam Materials Analysis, eds J. R. Tesmer and M. Nastasi (Materials research Society, Pittsburgh, Pa) 1995
- [7] J. Lindhard, V. Nielson and M. Scharff, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selesk, 36 N°10 (1968); J. Lindhard, V. Nielson, M. Scharff and P.V. Thomson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selesk, 33 N°10 (1968).
- [8] N. Bohr, Philos. Mag. 30, 581 (1915).
- [9] H. A. Bethe, Ann. Physik 5 (1930) 325.
- [10] M. Born, Z. Phys., 38 (1926) 803.
- [11] F. Bloch, Ann. Phys. 16, 285 (1933).
- [12] J. Lindhard, M. Scharff and Schiott, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selesk, 33 N° 14 (1963).
- [13] O.B. Firsov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 32(1957) 1464; O.B. Firsov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 33 (1957) 696.
- [14] S. Mammeri, Thèse de Doctorat, USTHB, 2010
- [15] A. Richardt, Anne-Marie Durand, « Le vide, Les couches Minces- Les couches Dures ».ISBN 2-84046-030-0, Paris: in fine, 1994.
- [16] Handbook of Thin Film Process Technology, Part One: Physical Deposition Technic- Vacuum environment, the Vaporization Process, edited by: Lean I. Maissel and Reinhard Gland. IBM Components Division, East Fishkill, New York, (1970).
- [17] H. Ammi. Contribution à l'étude du pouvoir d'arrêt et du straggling de particules chargées légères dans des cibles minces polymériques à basse énergie. Thèse de doctorat d'état en Sciences Nucléaires. USTHB Alger 2007.Algérie.

Références bibliographiques

[18] M. Mayer, SIMNRA: Simulation of RBS, ERD and NRA spectra. <http://www.rzg.mpg.de/~mam/>. (Program in evaluation period of 30 days).

[19] M. Mayer. SIMNRA User's Guide. (2008).

[20] H. Paul, stopping power graphs (2007), site web: www.fis.unam.mx/~trujillo/Stopping/

[21] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, U. Littmark, "The Stopping and Range of Ions in Solids," vol. 1 of series "Stopping and Ranges of Ions in Matter," Pergamon Press, New York (1984).

[22] J. Lindhard, V. Nielson and M. Scharff, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selesk, 36 N°10.