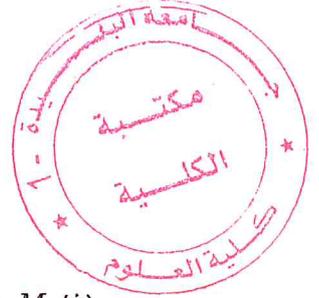


RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Université Saâd DAHLAB-Blida 1



Faculté des Sciences

Département de Physique

Laboratoire de Physique Théorique et Interactions Rayonnement-Matière  
(LPTHIRM)

## Mémoire de Master

présenté à l'université Saâd DAHLAB-Blida 1  
pour l'obtention du diplôme en :

PHYSIQUE NUCLÉAIRE

Pouvoir d'arrêt des ions  $^1H$ ,  $^4He$  et  $^7Li$  dans les cibles d' $^{27}Al$  et d' $^{197}Au$   
pour des vitesses  $V > 2Z_1V_0$ .

présenté par :

Dehbi Housseyn et Bakalem Mohamed

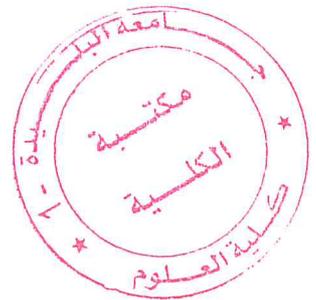
soutenu le 20 septembre 2017 devant le jury composé de :

Mr. R. KHELIFI	Professeur	U. S. D.-Blida 1	Président
Mr. M. CHEKIRINE	Maître de conférences B	U. S. D.-Blida 1	Rapporteur
Mr. A. GUESMIA	Maître de conférences B	U. S. D.-Blida 1	Examineur

Blida 2017

## La liste des abréviations

- SRIM** : Stopping and Range of Ions in Matter.  
**CasP** : Convolution approximation for swift Particles.  
**PSTAR** : Proton Stopping And Range.  
**ASTAR** : Alpha Stopping And Range.  
**MSTAR** : More Stopping And Range.  
**PASS** : Peter-Andreas-Sigmund-Schinner.  
**ICRU** : International Commission on Radiation Units.  
**TOF** : Time Of Flight.



## Résumé

Les mesures de la perte d'énergie des particules chargées sont très importantes dans de nombreux domaines scientifiques, notamment en physique médicale (radiothérapie), l'analyse des dommages créés par les rayonnements (radiation damage), la radioprotection, l'analyse des matériaux avec des faisceaux d'ions, dans le processus d'implantation ionique. Elles sont aussi d'un grand intérêt d'un point de vue fondamental et fournissent d'importantes informations concernant les propriétés physiques des matériaux traversés. Ces dernières années, plusieurs travaux ont été consacrés aux mesures de la perte d'énergie dans les films polymères, ceci est due en partie à leurs utilisations dans les divers domaines tels que l'industrie de la microélectronique, la dosimétrie, la physique nucléaire.

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à la perte d'énergie des particules chargées ( $^1H$ ,  $^4He$ ,  $^7Li$ ,  $^{16}O$ ) dans des cibles d' $^{27}Al$  et d' $^{179}Au$  pour des vitesses du projectile  $V > 2Z_1V_0$  ( $E > 0.1Z_1^2$  MeV/u). Dans ce domaine d'énergie, la formule de Bethe-Bloch modifiée peut être appliquée pour le calcul du pouvoir d'arrêt des ions légers et lourds. Dans son article de 1999, Ziegler a proposé une expression de la correction de Barkas ( $L_1$ ) des protons dans les cibles d'aluminium et d'or. Dans cette étude, nous avons déterminé le pouvoir d'arrêt des particules chargées protons,  $^4He$  et  $^7Li$  (on a utilisé les corrections  $L_1$  de Barkas et  $L_2$  de Bloch données respectivement par Ziegler et Bichsel) ainsi que la charge effective des ions ( $^7Li$ ,  $^{16}O$ ) dans les deux cibles pour des énergies comprises entre 1 MeV/u et 10 GeV/u. Enfin, nous avons calculé les valeurs de la correction de Barkas  $L_1$  des trois ions dans les deux cibles en utilisant la formule de Bethe-Bloch modifiée. Une comparaison a été faite avec celles trouvées à travers l'expression de Ziegler.

# Table des matières

<b>La liste des abréviations</b>	<b>ii</b>
<b>Résumé</b>	<b>iii</b>
<b>Table des matières</b>	<b>iii</b>
<b>Table des figures</b>	<b>vi</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>vii</b>
<b>Remerciements</b>	<b>viii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Interaction des particules chargées avec la matière</b>	<b>4</b>
1.1 Introduction : . . . . .	4
1.2 Les principaux paramètres qui caractérisent le ralentissement des particules chargées : . . . . .	5
1.3 Théories du pouvoir d'arrêt : . . . . .	5
1.3.1 Introduction : . . . . .	5
1.3.2 Pouvoir d'arrêt électronique : . . . . .	6
<b>2 La charge effective et la correction de Barkas (<math>L_1</math>)</b>	<b>16</b>
2.1 Introduction : . . . . .	16
2.2 La charge effective : . . . . .	16
2.2.1 Généralités : . . . . .	16
2.3 Expression de la correction de Barkas ( $L_1$ ) : . . . . .	19
<b>3 Analyse et discussion</b>	<b>22</b>
3.1 Introduction : . . . . .	22
3.2 Présentation des résultats obtenus des particules chargées ( $^1_1H, ^4_2He, ^7_3Li, ^{16}_8O$ ) : . . . . .	23
3.2.1 Résultats et discussions du pouvoir d'arrêt des protons : . . . . .	23
3.2.2 Résultats et discussions du pouvoir d'arrêt des particules $\alpha$ : . . . . .	25
3.2.3 Résultats et discussions du pouvoir d'arrêt des particules $^7Li$ : . . . . .	25
3.2.4 Résultats et discussions de la charge effective des ions ( $^7Li, ^{16}O$ ) : . . . . .	29
3.3 Détermination de la correction de Barkas ( $L_1$ ) des particules chargées Protons, $\alpha$ et $^7Li$ dans des cibles d'aluminium et d'or . . . . .	33

3.3.1	La correction de Barkas ( $L_1$ ) des protons : . . . . .	34
3.3.2	La correction de Barkas ( $L_1$ ) des $\alpha$ : . . . . .	37
3.3.3	La correction de Barkas ( $L_1$ ) du ${}^7\text{Li}$ : . . . . .	40
<b>Conclusion générale</b>		<b>44</b>
<b>A Terme de correction de Bloch</b>		<b>46</b>
<b>B Le logiciel SRIM :</b>		<b>47</b>
B.1	Pouvoir d'arrêt électronique des protons : . . . . .	47
B.2	Pouvoir d'arrêt électronique des particules $\alpha$ : . . . . .	47
<b>Bibliographie</b>		<b>49</b>

# Table des figures

1.1	Evolution du pouvoir d'arrêt des particules alpha dans le mylar en fonction de la vitesse des ions incidents (keV/u), calculée par le code de simulation SRIM. . . . .	7
1.2	Diffusion d'une particule ( $m_1, Z_1$ ) par une cible ( $m_2, Z_2$ ) dans le système du centre de masse [31]. . . . .	9
1.3	Distributions d'énergie sans et avec la cible en place ; définition de la perte d'énergie	10
2.1	Pouvoirs d'arrêts (a) des protons et (b) des ions oxygène dans une même cible d'aluminium. Comparaison des modèles de Bohr et de Bethe avec les données expérimentales compilées dans [48]. . . . .	17
3.1	Pouvoir d'arrêt des protons dans une cible d' $^{197}Au$ . . . . .	24
3.2	Pouvoir d'arrêt des protons dans une cible d' $^{27}Al$ . . . . .	26
3.3	Pouvoir d'arrêt des particules $\alpha$ dans la cible d' $^{197}Au$ . . . . .	27
3.4	Pouvoir d'arrêt des particules $\alpha$ dans la cible d' $^{27}Al$ . . . . .	28
3.5	Pouvoir d'arrêt des particules de $^7Li$ dans la cible d' $^{197}Au$ . . . . .	29
3.6	Pouvoir d'arrêt des particules $^7Li$ dans la cible d' $^{27}Al$ . . . . .	30
3.7	Détermination graphique de la charge effective à l'échelle de $Z_1^4$ . . . . .	32
3.8	le paramètre de la charge effective du $^7Li$ en fonction de la vitesse relative. . . . .	32
3.9	Le paramètre de la charge effective de $^{16}O$ en fonction de la vitesse relative. . . . .	33
3.10	La variation de la correction de Barkas $L_1$ des protons dans la cible d'aluminium. . . . .	35
3.11	La variation de la correction de Barkas $L_1$ des protons dans la cible d'or. . . . .	36
3.12	La variation de la correction de Barkas $L_1$ des ions $^4_2He$ dans la cible d'aluminium. . . . .	38
3.13	La variation de la correction de Barkas $L_1$ des ions $^4_2He$ dans la cible d'or. . . . .	39
3.14	La variation de la correction de Barkas $L_1$ des ions $^7_3Li$ dans la cible d'aluminium. . . . .	41
3.15	La variation de la correction de Barkas $L_1$ des ions $^7_3Li$ dans la cible d'or. . . . .	42

## Liste des tableaux

3.1	Les valeurs du pouvoir d'arrêt des protons dans la cible d'or. . . . .	25
3.2	Les valeurs du pouvoir d'arrêt des protons dans la cible d'aluminium . . . . .	25
3.3	Principales expressions proposées pour le calcul de la charge effective. . . . .	31
3.4	Tableau donnant les valeurs de la correction de Barkas L1 déterminées à partir des expressions (1.21 et 1.35) pour des protons dans une cible d'aluminium. . . .	34
3.5	Tableau donnant les valeurs de la correction de Barkas L1 pour des protons dans une cible d'or. . . . .	37
3.6	Tableau donnant les valeurs de la correction de Barkas L1 pour des Particules Alpha dans une cible d'Aluminium. . . . .	37
3.7	Tableau donnant les valeurs de la correction de Barkas L1 pour des Particules Alpha dans une cible d'or . . . . .	40
3.8	Tableau donnant les valeurs de la correction de Barkas L1 pour des Particules Lithium dans une cible d'Aluminium. . . . .	40
3.9	Tableau donnant les valeurs de la correction de Barkas L1 pour des Particules Lithium dans une cible d'or. . . . .	40

## Remerciements

Avant tout, nous remercions ALLAH qui nous a offert volonté, patience et santé en nous permettant de mener à terme ce travail de Master.

Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Physique Théorique et de l'Interaction Rayonnement Matière.

Nous tenons à exprimer notre profonde gratitude à notre directeur de mémoire de Master, Monsieur Mamoun Chekirine, Maitre de Conférence-B à l'université de Blida 1, pour nous avoir encadré et dirigé ce travail ainsi que son suivi durant toute cette période.

Monsieur Rachid Khelifi, Professeur à l'université de Blida 1, nous a fait l'honneur d'accepter la présidence de ce jury. Qu'il en soit sincèrement remercié.

Nous exprimons nos vifs remerciements à Monsieur Abdelkader Guesmia, Maitre de Conférence-B à l'université de Blida 1, d'avoir accepté de juger ce travail.

Nous ne saurons oublier de remercier Messieurs Mohamed Zilabdi et Sid Ahmed Yahyaoui, respectivement Maitre Assistant-A et Maitre de Conférence-B à l'université de Blida 1, ainsi que Mesdemoiselles Amel Chorfi Maitre Assistante-A et Léila Ouzri pour l'aide et le soutien qu'ils n'ont cessé de nous prodiguer tout au long de ce travail. Enfin, Merci à nos amis Youcef, Ihab, Hamza, Ilyes, Djamel et à toute l'équipe Mockingbeard, pour leurs encouragements et leurs soutiens durant toute la période de l'élaboration de ce mémoire.

# Dédicaces

A mes chers parents, Témoignage d'affection et de grande reconnaissance, pour leurs encouragements, Sacrifices et amours durant toute ma vie.

A mes grands-parents.

A mon frère unique Zakaria.

A mes chers amis M.Ferroum, H.Djouabi, B.Zeggane, M.Addoun.

A tous mes professeurs qui m'ont aidé à m'instruire durant toute ma vie scolaire et universitaire.

A tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin, je leurs exprime mes remerciements, les sincères, auxquels je leurs dédie ce travail.

Bakalem Mohamed

# Introduction

Le ralentissement des ions énergétiques dans la matière demeure à nos jours un sujet de vastes investigations aussi bien théoriques qu'expérimentales. Il reste un domaine de recherche scientifique très exploré donnant lieu, annuellement, à plusieurs publications dans diverses revues internationales.

Les mesures de la perte d'énergie des particules chargées sont très importantes dans de nombreux domaines scientifiques, notamment dans les expériences de physique nucléaire, en physique médicale (radiothérapie), l'analyse des dommages créés par les rayonnements (radiation damage), la radioprotection, l'analyse des matériaux avec des faisceaux d'ions, dans le processus d'implantation ionique. Elles sont aussi d'un grand intérêt d'un point de vue fondamental et fournissent d'importantes informations concernant les propriétés physiques des matériaux traversés.

Les travaux les plus connus, nous les devons à Bohr [1], Bethe [2], Bloch [3], Lindhard [4] et récemment Sigmund-Schinner [5] ainsi que Grande-Schiwietz [6-8]. L'étude du ralentissement des ions dans la matière a permis le développement de différentes approches théoriques, à travers des traitements classique [1], quantique [2] et des codes de simulations. Parmi ces codes, il y a ceux qui sont basés respectivement sur les prévisions théoriques et semi empiriques tels que PASS [9] (les valeurs calculées par le code PASS sont données dans ICRU-73 [10]), CasP [11, 12] et SRIM [13, 14], MSTAR [15], PSTAR-ASTAR [16]. Les nombreux résultats expérimentaux ont permis d'affiner la précision du pouvoir d'arrêt ( $S(E)$ ), principalement des ions légers.

La perte d'énergie des ions légers dans la matière a été largement étudiée expérimentalement, notamment dans les matériaux monoatomiques. Durant les trois dernières décennies, plusieurs travaux dans ce domaine utilisant des cibles composées ont fait l'objet de publications [17-22].

En revanche, l'étude du ralentissement ( $S(E), Z_1^*$ ) des ions lourds est plus complexe principalement à cause du phénomène d'échange de charge entre la particule incidente et les atomes

du milieu ralentisseur. Dans le cadre de l'approche semi-empirique, la charge effective ( $Z_1^*$ ) portée par le projectile est considérée comme un paramètre ajustable pour reproduire les résultats expérimentaux du pouvoir d'arrêt.

Le but de ce travail est l'étude du ralentissement des ions ( $^1H, ^4He, ^7Li, ^{16}O$ ) dans des cibles d' $^{27}Al$  et d' $^{197}Au$  pour des vitesses de la particule incidente  $V > 2Z_1V_0$  ( $E > 0.1Z_1^2$  MeV/u). Dans ce domaine d'énergie, la formule de Bethe-Bloch modifiée peut être utilisée pour le calcul du pouvoir d'arrêt des ions légers et lourds. Dans son article de 1999 [23], Ziegler a proposé une expression de la correction de Barkas ( $L_1$ ) pour les protons dans les cibles d'aluminium et d'or. Dans notre travail, nous allons déterminer le pouvoir d'arrêt des particules chargées protons,  $^4He$  et  $^7Li$  (on utilise les corrections  $L_1$  de Barkas et  $L_2$  de Bloch données respectivement par Ziegler et Bichsel) ainsi que la charge effective des ions ( $^7Li, ^{16}O$ ) dans les deux cibles pour des énergies comprises entre 1 MeV/u et 10 GeV/u. Enfin, nous allons calculer les valeurs de la correction de Barkas  $L_1$  en utilisant la formule de Bethe-Bloch modifiée pour les trois ions puis nous les comparerons à celles trouvées à travers l'expression de Ziegler.

Le travail présenté dans ce mémoire est composé des chapitres suivants :

Le premier chapitre résume les principes fondamentaux de l'interaction ions-matière (ralentissement) en rappelant les théories de Bohr et de Bethe-Bloch modifiée ainsi que l'approche semi-empirique de Ziegler [23] et Bichsel [24] pour le calcul du pouvoir d'arrêt pour des particules légères dans la région de Bethe.

On termine ce chapitre, par un calcul qui permet d'obtenir une expression de la correction de Barkas ( $L_1$ ) et une autre sur la charge effective  $Z_1^*$  (à l'échelle de  $Z^4$ ) et ce, en combinant les formules qui donnent le pouvoir d'arrêt de Bethe-Bloch modifiée et la charge effective (aux échelles de  $Z^2$  et  $Z^4$ ).

Le deuxième chapitre décrit la procédure expérimentale suivie pour la mesure de la perte d'énergie des particules chargées. Nous citons les différents dispositifs expérimentaux et les principales techniques nucléaires utilisées dans les expériences du ralentissement des ions légers et lourds dans la matière.

Les résultats sont présentés, analysés et discutés au troisième chapitre. Nous présentons nos calculs du pouvoir d'arrêt et du paramètre de la charge effective des ions ( $^1H, ^4He, ^7Li, ^{16}O$ ) dans les cibles d'aluminium et d'or. Nos valeurs sont respectivement comparées aux données

généérées par les codes SRIM-2013, PSTAR-ASTAR, MSTAR et les diverses formules semi-empiriques [25-27].

Nous terminons ce chapitre, par une comparaison entre les valeurs de la correction de Barkas  $L_1$  des ions ( $^1H, ^4He, ^7Li$ ) calculées par les expressions cité ci-dessus (on utilise le code SRIM-2013 pour le calcul du pouvoir d'arrêt  $S(E)$ ).

# Chapitre 1

## Interaction des particules chargées avec la matière

### 1.1 Introduction :

L'étude du ralentissement des particules chargées dans la matière a fait l'objet de vastes investigations aussi bien théoriques qu'expérimentales. Elle permet de caractériser les différentes grandeurs physiques mis en jeu lors de ce processus. Le pouvoir d'arrêt (la perte d'énergie par unité de parcours) est l'une des grandeurs physiques fondamentales qui caractérise ce phénomène.

La détermination précise de cette grandeur est d'une grande importance dans toute étude ou application d'un faisceau d'ions dans une cible, comme dans le cas de l'implantation ionique largement utilisée dans le domaine de la modification des caractéristiques des matériaux et dans les applications médicales où la précision des doses de rayonnement administrées est une exigence.

Dans ce chapitre, nous proposons de faire un rappel sur les théories de Bohr [1], Bethe [2] et Bethe-Bloch [3], s'appliquant au domaine d'énergie couvert par cette étude. Nous introduisons notamment les notions du pouvoir d'arrêt électronique d'un ion traversant un matériau et de la charge effective portée par ce dernier définie par la relations de Northcliffe [28]. Enfin, à partir de la définition de la charge effective et du pouvoir d'arrêt de Bethe-Bloch modifiée, nous obtenons deux expressions l'une sur la correction de Barkas( $L_1$ ) et l'autre concernant la charge effective à l'échelle de  $Z^4$ .

## 1.2 Les principaux paramètres qui caractérisent le ralentissement des particules chargées :

Le pouvoir d'arrêt ( $-\frac{dE}{dX}$ ), le straggling ( $\delta E$ ) et le parcours ( $R$ ) des particules chargées dans un matériau d'épaisseur  $\Delta X$ , sont des grandeurs physiques qui caractérisent le phénomène du ralentissement. Ces grandeurs peuvent être déterminées expérimentalement (par des mesures directes de la perte d'énergie) et théoriquement (à partir des formules données par certaines théories).

## 1.3 Théories du pouvoir d'arrêt :

### 1.3.1 Introduction :

Le pouvoir d'arrêt ou la perte d'énergie par unité de parcours est une grandeur physique fondamentale qui caractérise le ralentissement des particules chargées énergétiques dans la matière. De nombreuses théories et modèles semi-empiriques ont été proposés pour l'évaluation du pouvoir d'arrêt.

On peut citer, les théories élaborées par Bohr [1], Bethe [2], Bethe-Bloch [3], Lindhard [4], Sigmund-Schinner [5] et Grande-Schiwietz [6-8], les valeurs du pouvoir d'arrêt calculées à travers les références [5] et [6-8] sont générées respectivement par les programmes PASS [9] (les valeurs calculées par le code PASS sont données dans ICRU-73[10]) et CasP [11, 12]. Ziegler, Helmut Paul et Berger ont développés respectivement des approches semi-empiriques qui sont présentées sous forme de codes de calculs à savoir SRIM [13, 14], MSTAR [15] et PSTAR-ASTAR [16].

Le choix de l'utilisation de la théorie appropriée dépend de la vitesse de la particule chargée lors de son ralentissement dans la matière. Lorsqu'un ion rapide pénètre dans un matériau, il cède progressivement son énergie au milieu traversé principalement par deux mécanismes d'interactions distincts avec les constituants de la cible. Ces mécanismes de perte d'énergie dépendent notamment de la vitesse de la particule incidente et de la nature de la matière traversée (gaz, solide). Le ralentissement résulte des deux processus suivants :

- a- collisions « élastiques » ou interactions coulombiennes directes entre les particules incidentes et les noyaux des atomes cible ; la perte d'énergie correspondante est dite « nucléaire ».
- b- collisions « inélastiques » ou interactions avec les électrons de la cible se traduisant

par une excitation et/ou une ionisation des atomes cible ; la perte d'énergie correspondante est dite « électronique ».

A basse énergie la perte d'énergie nucléaire est prépondérante ; en revanche aux énergies plus élevées la perte d'énergie est essentiellement de nature électronique. Compte tenu de la gamme d'énergie dans laquelle ont été effectués nos calculs ( $E > 1$  MeV/u), nous nous intéresserons uniquement aux collisions d'origine « inélastiques ».

### 1.3.2 Pouvoir d'arrêt électronique :

#### Introduction :

La description du mécanisme de la perte d'énergie électronique est beaucoup plus complexe que celle de la perte d'énergie nucléaire car les interactions inélastiques ion-atome cible ne peuvent pas être décrites par des collisions entre deux corps mais avec plusieurs électrons liés eux-mêmes à l'atome cible. L'ion incident passe par divers états de charge : lors de son parcours dans le matériau l'ion est partiellement épluché (perte de ses électrons), une fois que son énergie diminue il capture des électrons. Ces différents états de l'ion ont lieu au cours de son ralentissement dans le matériau, cela dépend de l'énergie de l'ion.

Deux théories rendent compte des mécanismes de perte d'énergie, valables respectivement pour les hautes et basses vitesses. La frontière entre ces deux régimes est régie par le rapport de la vitesse du projectile  $V$  à la vitesse de Bohr  $V_0$  des électrons des atomes-cibles.

La vitesse relative du projectile  $V_r$  est donnée d'après le modèle de Thomas-Fermi, par la relation  $V_r = \frac{V}{v_0 Z_1^{2/3}}$  ( $V_0 = \frac{e^2}{\hbar} = \frac{c}{137}$  correspondant à des particules d'énergies de 25 keV/u,  $c$  étant la vitesse de la lumière et  $Z_1$  est le numéro atomique de l'ion incident). On peut alors, distinguer le pouvoir d'arrêt des ions dans trois régimes de vitesses différents (figure. 1.1)

**Le régime de basses vitesses** ( $V \ll V_0 Z_1^{2/3}$ ) : A faible vitesse, la majorité des électrons de la cible ont une vitesse orbitale plus grande que celle de l'ion incident. La durée de collision entre l'ion et un électron d'un atome cible devient alors très grande comparée à la période de révolution de l'électron autour de l'atome, ainsi donc l'électron ne peut plus être considéré comme libre. Seuls les électrons faiblement liés de la cible contribueront à la perte d'énergie de l'ion. Lindhard et al. [4] ont montré, que le pouvoir d'arrêt électronique est alors proportionnel à la vitesse  $V$  du projectile.

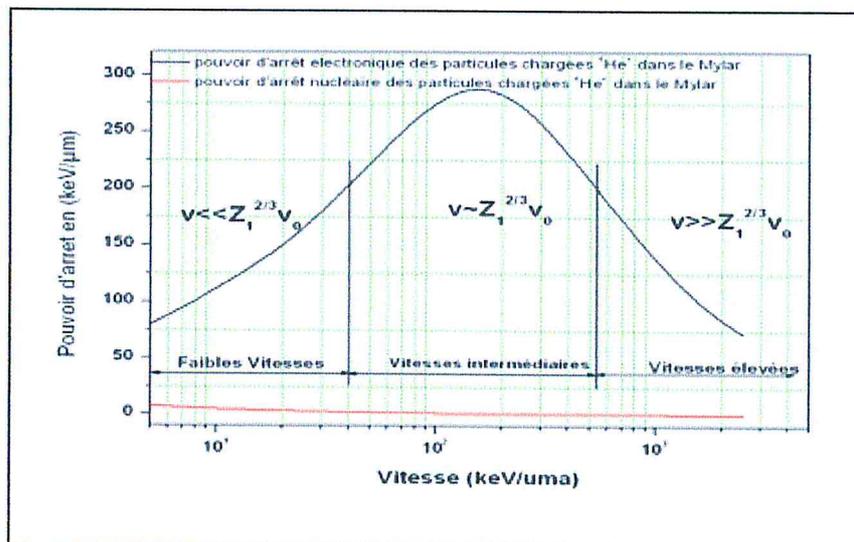


FIG. 1.1: Evolution du pouvoir d'arrêt des particules alpha dans le mylar en fonction de la vitesse des ions incidents (keV/u), calculée par le code de simulation SRIM.

**Le régime des vitesses intermédiaires** ( $V \approx V_0 Z_1^{\frac{2}{3}}$ ) : Dans cette gamme d'énergie, les sections efficaces d'interaction des différents processus atomiques sont proche de leurs valeurs maximales et le pouvoir d'arrêt électronique atteint son maximum ; il n'existe aucune formulation simple et précise pour prédire le pouvoir d'arrêt. Ce régime est généralement décrit par la théorie diélectrique de Lindhard [29]. Le domaine de validité de la formule de Bethe-Bloch modifiée peut aussi être étendu en introduisant une charge effective (on remplace la charge de l'ion par une charge effective) aux vitesses  $V \geq V_0 Z_1^{\frac{2}{3}}$ .

**Le régime des vitesses élevées** ( $V \gg V_0 Z_1^{\frac{2}{3}}$ ) : Ce régime est atteint pour de grandes vitesses de collision ; c'est la limite des hautes énergies pour laquelle les ions incidents sont complètement épluchés et l'interaction est bien décrite par un potentiel purement coulombien ; dans cette région le pouvoir d'arrêt est bien décrit par la formule de Bethe-Bloch modifiée.

Deux approches théoriques ont été présentées pour évaluer la perte d'énergie électronique d'une particule en collision avec une cible : L'approche classique de Bohr [1] qui dépend du paramètre d'impact et l'approche quantique de Bethe [2] qui dépend du transfert de l'impulsion de la particule aux électrons de la cible.

Nous allons décrire la théorie de Bohr (basée sur le concept du paramètre d'impact  $p$ ) et les différentes corrections apportées à la formule de Bethe (Bethe-Bloch modifiée) qui caractérise

le régime dit des hautes vitesses sans entrer dans les détails des calculs.

**L'approche classique de Bohr du pouvoir d'arrêt :**

Le paramètre  $\eta$ , appelé communément "paramètre de Bohr", est donné par la relation :

$$\eta = 2Z_1 \frac{V_0}{V} = 2Z_1 \frac{\alpha}{\beta} = 2Z_1 \frac{e^2 c}{\hbar c V} = 2Z_1 \frac{e^2}{\hbar V} \quad (1.1)$$

où  $\alpha = \frac{1}{137}$  et  $\beta = \frac{V}{C}$  sont respectivement la constante de structure fine et la vitesse de l'ion projectile.

Selon la valeur de ce paramètre  $\eta$ , deux approches de base ont été proposées pour déterminer la perte d'énergie des particules chargées dans la matière :

1. Pour les valeurs de  $\eta$  très grandes devant l'unité ( $\eta \gg 1$ ), une description classique due à N. Bohr est utilisée. Cette approche est basée sur le concept du paramètre d'impact.
2. Pour les valeurs de  $\eta$  très petites devant l'unité ( $\eta \ll 1$ ), une description quantique due à H. Bethe est adoptée. Cette approche est basée sur l'approximation de Born au premier ordre.

Soit une particule incidente de masse  $m_1$ , de charge  $Z_1 e$  et d'énergie cinétique  $E_{(1)}$  se dirigeant sous un paramètre d'impact  $p$  vers un atome cible de masse  $m_2$  au repos dans le système du laboratoire  $L(v_2 = 0)$  de charge,  $Z_2 e$ .

Pour une interaction coulombienne, l'angle de diffusion  $\theta_c$  dans le référentiel du centre de masse est relié au paramètre d'impact  $p$  et à la distance minimale d'approche  $b$  par la relation :

$$\tan\left(\frac{\theta_c}{2}\right) = \frac{b}{2p} \quad (1.2)$$

où :  $b = \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{\mu V^2}$  est la distance minimum d'approche et  $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ , la masse réduite.

Au cours du ralentissement de la particule chargée, à travers une cible d'épaisseur  $\Delta X$  plusieurs types de collisions peuvent avoir lieu induisant des pertes d'énergie comprises dans l'intervalle d'énergie  $dT$  ( $T, T + dT$ ), où  $T$  est l'énergie cinétique transférée lors de l'interaction entre l'ion incident et un électron de l'atome cible.

A partir de la conservation de l'énergie totale et de la quantité de mouvement, on obtient dans le système du laboratoire :

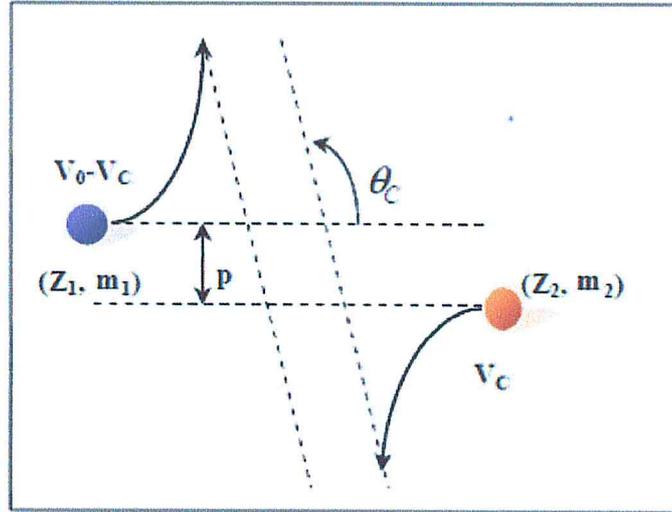


FIG. 1.2: Diffusion d'une particule  $(m_1, Z_1)$  par une cible  $(m_2, Z_2)$  dans le système du centre de masse [31].

$$T = \frac{4m_1m_2}{(m_1 + m_2)^2} E_1 \cos^2 \varphi \quad (1.3)$$

on a :  $2\varphi = \pi - \theta_c$ ,  $\varphi$  est l'angle de recul dans le système du laboratoire.

En remplaçant l'angle  $\varphi$  par cette dernière relation, l'expression (1.3) devient :

$$T = \frac{4m_1m_2}{(m_1 + m_2)^2} E_1 \sin^2(\theta_c/2) = T_{max} \sin^2(\theta_c/2) \quad (1.4)$$

où :

$$T_{max} = \frac{4m_1m_2}{(m_1 + m_2)^2} E_1$$

$$\sin^2(\theta_c/2) = \frac{1}{1 + \tan^2(\theta_c/2)}$$

On utilise (1.2) dans (1.4) on trouve :

$$T = T_{max} \frac{1}{1 + (2p/b)^2} \quad (1.5)$$

La section efficace d'un tel transfert a été calculée par Rutherford [31] et s'écrit :

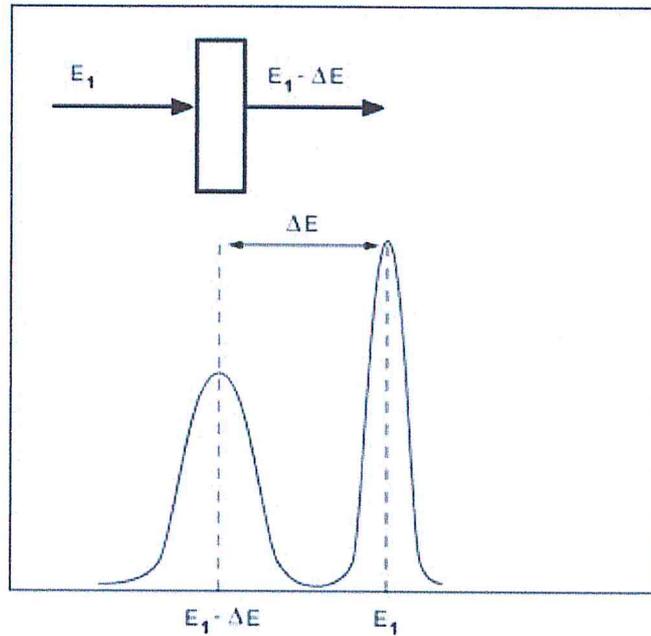


FIG. 1.3: Distributions d'énergie sans et avec la cible en place; définition de la perte d'énergie

$$d\sigma(T) = 2\pi p dp = \pi \frac{b^2 T_{max}}{4T^2} dT \quad (1.6)$$

A cause du caractère statistique de ces collisions, l'énergie  $E_1$  du faisceau incident prend une distribution finale centrée autour de l'énergie sortante  $E_1 - \Delta E$ , où  $\Delta E$  est l'énergie moyenne globale perdue dans la cible (figure. 1.3). Cette perte d'énergie est définie comme suit

$$\langle \Delta E \rangle = N \Delta X \int T d\sigma(T) \quad (1.7)$$

L'énergie transférée par unité de parcours au cours de la collision avec la cible est :

$$-\frac{dE}{dX} = N \int_{T_{min}}^{T_{max}} T d\sigma(T) = N \left( \pi \frac{b^2}{4} \right) T_{max} \int_{T_{min}}^{T_{max}} \frac{dT}{T} \quad (1.8)$$

En utilisant (1.6), où  $N$  est le nombre d'atomes cibles par unité de volume et le signe moins représente la diminution d'énergie.

$T_{min}$  et  $T_{max}$  sont respectivement, les énergies minimale et maximale transférées à l'atome cible;  $T_{max}$  représente l'énergie maximale transférée lors d'un choc frontal ( $p = 0$ ,  $\theta_c = 180^\circ$ ).

La borne inférieure  $T_{min}$  est nécessaire pour éviter une divergence de l'intégrale et se justifie

par l'existence d'un seuil de transfert d'énergie existant quelque soit le type d'interaction (critère de Bohr).

Dans le cas d'une diffusion sur un électron cible ( $m_2 = m_e$ )  $m_1 \gg m_e$ , alors  $T_{max} = 2m_e V^2$ , ( $m_e$  étant la masse de l'électron et  $V$  la vitesse du projectile). L'expression (1.8) s'écrit en fonction du paramètre d'impact  $p$  :

$$-\frac{dE}{dX} = 2\pi \frac{N Z_2^2 Z_1^2 e^4}{m_e V^2} \int_0^{p_{max}} \frac{2p dp}{p^2 + (b/2)^2} \quad (1.9)$$

avec :  $p_{max} = \frac{V}{\langle \omega \rangle}$  et  $Z_2 = -1$ .

Le pouvoir d'arrêt donné par Bohr est :

$$-\frac{dE}{dX} = 4\pi \frac{N Z_2 Z_1^2 e^4}{m_e V^2} \text{Ln} \left( \frac{m_e V^3}{Z_1 e^2 \langle \omega \rangle} \right) \quad (1.10)$$

où  $\langle \omega \rangle$  représente la pulsation moyenne des électrons atomiques sur leurs orbites et  $N$  est remplacé par  $N Z_2$ .

En décrivant les électrons par des oscillateurs harmoniques liés à leur noyau, Bohr obtient une deuxième relation du pouvoir d'arrêt :

$$-\frac{dE}{dX} = 4\pi \left( \frac{N Z_2 Z_1^2 e^4}{m_e V^2} \right) \text{Ln} \left( \frac{1.1229 m_e V^3}{Z_1 e^2 \langle \omega \rangle} \right) \quad (1.11)$$

Cette relation malgré que dans sa démarche est plus rigoureuse, mais elle est très voisine de l'équation (1.10).

### L'approche quantique de Bethe :

Bethe a élaboré une théorie quantique du pouvoir d'arrêt basée sur l'approximation de Born au premier ordre (PWBA) [32]. Selon cette approche, la perte d'énergie électronique est prédominante pour des vitesses de l'ion incident nettement supérieures à la vitesse de Bohr, l'interaction peut être considérée comme une perturbation. Sans entrer dans le détail des calculs, la formulation quantique de Bethe du pouvoir d'arrêt est la suivante :

$$-\frac{dE}{dX} = 4\pi \frac{N Z_2 Z_1^2 e^4}{m_e V^2} \text{Ln} \left( \frac{2m_e V^2}{\langle I \rangle} \right) \quad (1.12)$$

où  $\langle I \rangle$  est le potentiel d'excitation et d'ionisation moyen du milieu ralentisseur, il est défini

comme suit :  $\ln\langle I \rangle = \sum f_n \ln(E_n)$

$E_n$  est la différence d'énergie entre l'état initial 0 et l'état final  $n$ ,  $f_n$  est la force d'oscillateur dipolaire du nième niveau d'énergie et dont l'expression s'écrit :

$$f_n = \frac{2m_e E_n}{\hbar^2 Z_2} \left| \sum_j \langle n | x_j | 0 \rangle \right|^2 \quad (1.13)$$

avec :  $\sum f_n = 1$  et  $x_j$  la projection de  $r_j$  (vecteur position des électrons atomiques) sur la direction définie par  $q = \vec{p} - \vec{p}' = \hbar K$  (où  $q$  est le moment transféré tandis que  $p$  et ( $p'$ ) sont respectivement les quantités de mouvement de la particule incidente avant et après l'interaction et  $K$  représente le vecteur d'onde associé au transfert du moment).

Plusieurs travaux ont été effectués pour évaluer le potentiel d'excitation et d'ionisation moyen [33-35].

Les divers travaux s'accordent sur le fait que le potentiel d'excitation et d'ionisation moyen  $\langle I \rangle$  est proportionnel à  $Z_2$ . Bonderup a alors introduit une formule empirique permettant d'estimer ce paramètre suivant l'expression (cette expression est donnée dans la référence [23]) :

$$\langle I \rangle = 11.4 Z_2 \text{ (eV)} \quad (1.14)$$

### Calcul du pouvoir d'arrêt par la théorie de Bethe-Bloch :

Bloch [3] a développé une autre formulation du pouvoir d'arrêt en 1933, reliant le calcul quantique de Bethe au traitement classique de Bohr. Il a montré que le traitement classique de Bohr est valable lorsque le paramètre sans dimension  $\eta$  (voir relation (1.1)) est sensiblement supérieur à l'unité.

Pour  $\eta \ll 1$  correspondant aux vitesses du projectile nettement supérieures à celle de Bohr ( $V \gg 2Z_1 V_0$ ), le traitement par la théorie des perturbations de Bethe peut être appliqué.

L'expression du pouvoir d'arrêt obtenu par Bloch est la suivante :

$$-\frac{dE}{dX} = 4\pi \left( \frac{NZ_2 Z_1^2 e^4}{m_e V^2} \right) \left\{ \ln \left( \frac{2m_e V^2}{\langle I \rangle} \right) + \psi(1) - \operatorname{Re} \psi \left( 1 + (i\alpha Z_1)/\beta \right) \right\} \quad (1.15)$$

Avec :  $\psi(1) - \operatorname{Re} \psi(1 + (i\alpha Z_1)/\beta) = Z_1^2 L_2(\beta)$

$\psi$  est la dérivée logarithmique de la fonction gamma [36] introduite pour corriger la formule du pouvoir d'arrêt de Bethe. La correction de Bloch (voir annexe A.1) permet la transition

de l'approximation de Born au premier ordre (approche quantique de Bethe) vers l'approche classique de Bohr.

Fano [37] a décrit la version relativiste de la formule de la perte d'énergie établie par Bethe-Bloch en incluant d'autres termes correctifs : le terme de correction des couches  $\frac{C}{Z_2}$  et le terme de correction dû à l'effet de densité  $\frac{\delta}{2}$  donnant :

$$-\frac{dE}{dX} = 4\pi \frac{NZ_2Z_1^2e^4}{m_eV^2} \left\{ \text{Ln}\left(\frac{2m_eV^2}{\langle I \rangle}\right) - \text{Ln}(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z_2} - \frac{\delta}{2} + Z_1^2L_2(\beta) \right\} \quad (1.16)$$

Par la suite plusieurs auteurs se sont intéressés à la correction des couches  $\frac{C}{Z_2}$ , Ziegler dans son article [23] cite les différentes contributions (théoriques et expérimentales) apportées à ce terme. Les traitements effectués par Bichsel [38-40] et Ziegler (s'inspirant de la théorie de Lindhard-Winther [41]) sont basés respectivement sur les fonctions d'ondes hydrogénoides et sur l'approximation de la densité locale. Cette correction a une importance lorsque les électrons des couches internes (cibles lourdes) ont des vitesses de précession supérieures à celle de l'ion incident ( $V_e \gg V_{ion}$ ), ceci va se traduire par une diminution du pouvoir d'arrêt.

$\frac{\delta}{2}$  a été introduite par Fermi [42], effet qui n'est valable qu'aux énergies relativistes ( $\beta \geq 0.88$ ). Les corrections dues à cet effet ont été traitées théoriquement par différents auteurs, notamment par Sternheimer [43].

Plusieurs corrections ont été proposées pour améliorer l'expression théorique de Fano, en reformulant l'équation (1.16) en puissances de  $Z_1$ . La formule du pouvoir d'arrêt de Bethe-Bloch ( $S(E)$  modifié) est communément exprimée comme suit :

$$S(E) = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dX} = \kappa \frac{Z_1^2 Z_2}{\beta^2} L(\beta) \quad (1.17)$$

Où  $\kappa$  est une constante pour une cible donnée :  $\kappa \approx \frac{4\pi}{m_0c^2} \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2 (\hbar c)^2 \frac{N}{M_2}$  avec  $m_0 c^2 \approx 0.511 \text{ MeV}$ ,  $\hbar c \approx 197 \text{ MeV}\cdot\text{fm}$  et  $N = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ atomes/mole}$ ,  $\kappa = 0.307/M_2$  ( $M_2$  est la masse de l'atome cible) quand  $S(E)$  est exprimé en  $\text{MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g}$ .

$L(\beta)$  est le nombre d'arrêt s'exprimant suivant une combinaison linéaire de puissances de  $Z_1$ .

$$L(\beta) = L_0(\beta) + Z_1L_1(\beta) + Z_1^2L_2(\beta) \quad (1.18)$$

Avec :

$$L_0(\beta) = \left\{ \text{Ln}\left(\frac{2m_e V^2}{\langle I \rangle}\right) - \text{Ln}(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z_2} - \frac{\delta}{2} \right\} \quad (1.19)$$

$L_0(\beta)$  est le nombre d'arrêt principal qui contient toutes les corrections proposées par Fano [44], à savoir : les termes de correction des couches  $\frac{C}{Z_2}$  et l'effet de densité  $\frac{\delta}{2}$ .

$L_1$  et  $L_2$  sont les termes des corrections du pouvoir d'arrêt d'ordre supérieur à  $Z_1^2$ .

$Z_1 L_1(\beta)$  : Correction de Barkas [45].

$Z_1^2 L_2(\beta)$  : Correction de Bloch [3].

**Correction de Barkas-Andersen :**  $Z_1 L_1$  La correction due à l'effet Barkas rend compte de la différence de parcours entre proton et antiproton ou  $\pi^+$  et  $\pi^-$ , et ceci est dû au champ induit par l'ion incident sur les électrons cible et provoque la polarisation du milieu. C'est à Andersen et al [46] que revient, le mérite d'avoir apporté des indications décisives concernant l'effet Barkas et la correction en  $Z_1^4$  (la compréhension des termes d'ordres supérieurs de la formule de Bethe-Bloch) grâce à leurs expériences sur la mesure du pouvoir d'arrêt des ions  $^1H$ ,  $^4He$  et  $^7Li$ .

**Correction de Bloch :**  $Z_1^2 L_2$  La correction que Bloch a introduite pour corrélérer la théorie classique de Bohr à la description quantique de Bethe.

La formule finale du pouvoir d'arrêt de Bethe-Bloch modifiée est alors donnée par :

$$S(E) = \kappa \frac{Z_1^2 Z_2}{\beta^2} \left\{ \text{Ln}\left(\frac{2m_e V^2}{\langle I \rangle}\right) - \text{Ln}(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z_2} - \frac{\delta}{2} + Z_1 L_1 + Z_1^2 L_2 \right\} \quad (1.20)$$

Aux vitesses élevées (supérieure à 10 MeV/u), l'ion incident se déplace très rapidement et ne peut causer aucun changement aux électrons de la cible ; l'effet Barkas devient alors insignifiant. Aux faibles vitesses (inférieure à 0.6 MeV/u), l'ion incident commence à capturer des électrons et devient partiellement neutre, ceci n'induit aucun effet de polarisation de la cible. Pour des ions incidents dont la vitesse est comprise entre 0.6 MeV/u et 10 MeV/u, l'effet Barkas n'est plus négligeable ( $0.6 \text{ MeV/u} < E/u < 10 \text{ MeV/u}$ ).

Une évaluation empirique de ce terme a été proposée par Ziegler [23], donnant :

$$L_1 = \frac{L_{low}L_{higt}}{L_{low} + L_{higt}} \quad (1.21)$$

avec  $L_{low} = 0.001E$  et  $L_{high} = (1.5/E^{0.4} + 45000/Z_2E^{1.6})$ , où  $E$  est l'énergie de l'ion incident, donnée en keV/u.

Diverses évaluations ont été proposées pour l'estimation de ce terme, dont la simple paramétrisation développée par Bichsel [24] rend bien compte d'une large gamme de données du pouvoir d'arrêt à vitesses élevées. Le terme de correction de Bloch  $L_2$ , est alors donné par l'expression suivante :

$$Z_1^2 L_2 = -y^2[1.202 - y^2(1.042 - 0.855y^2 + 0.343y^4)] \quad (1.22)$$

Avec  $y = Z_1 \frac{\alpha}{\beta}$ , dans le régime dit des hautes vitesses correspondant à  $y < 1$ . Pour des très grandes vitesses  $y \rightarrow 0$ , le terme de Bloch  $Z_1^2 L_2$  tend vers  $-1.2y^2$ .

## Chapitre 2

# La charge effective et la correction de Barkas ( $L_1$ )

### 2.1 Introduction :

L'introduction de la charge effective  $Z_1^*$  dans la formule de Bethe-Bloch modifiée (éq. 1-20) permet le calcul du pouvoir d'arrêt électronique dans les domaines des vitesses intermédiaires et élevées particulièrement du maximum du pouvoir d'arrêt électronique jusqu'aux hautes vitesses ( $V_0 Z_1^{2/3} \leq V \leq 2Z_1 V_0$ , voir fig. 1-1). Il se produit en effet, une succession de captures et pertes d'électrons du milieu par l'ion incident. En fin de parcours, lorsque l'énergie devient faible, l'ion n'étant plus ionisant, perd son énergie par interactions élastiques avec les atomes du milieu.

### 2.2 La charge effective :

#### 2.2.1 Généralités :

Au cours de leur passage dans la matière, les particules chargées subissent des interactions avec les constituants du milieu ralentisseur (noyaux, électrons), l'état de charge des particules chargées (dans notre cas, sa concerne l'ion du  ${}^7Li$ ), peut être modifié par capture et pertes d'électrons. Leur ralentissement va donc dépendre énormément des phénomènes de capture et de perte d'électrons qui se compensent statistiquement après qu'une certaine épaisseur d'équilibre ait été traversée. Le faisceau d'ions présente au sein du milieu ralentisseur une distribution caractérisé par la charge moyenne. Bohr identifie la charge effective  $Z_1^*$  portée par le projectile

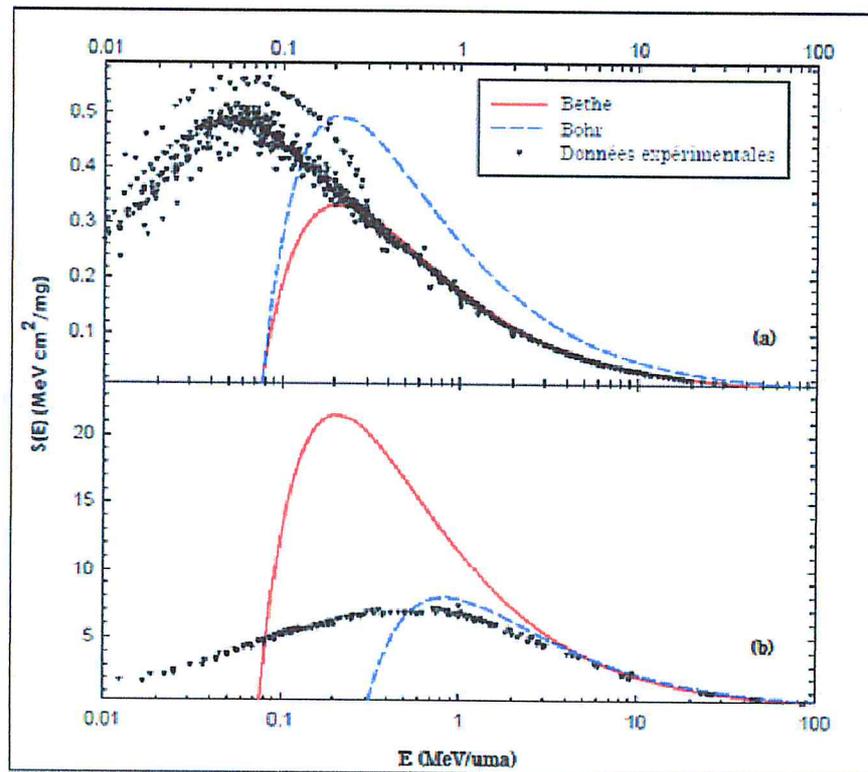


FIG. 2.1: Pouvoirs d'arrêts (a) des protons et (b) des ions oxygène dans une même cible d'aluminium. Comparaison des modèles de Bohr et de Bethe avec les données expérimentales compilées dans [48].

à la charge moyenne  $\bar{q}$  :

$$Z_1^* = q \text{ où}$$

$$Z_1^* = \left[ \sum_i F_i q_i^2 \right]^{1/2} \quad (2.1)$$

$F_i$  représente la fraction de charge dans l'état  $q_i$ .

En se basant sur le modèle de Thomas-Fermi, Bohr [47] a obtenu l'expression suivante sur la charge effective :

$$Z_1^* = Z_1^{1/3} \frac{V}{V_0}, \quad V < V_0 Z_1^{2/3} \quad (2.2)$$

Pour les projectiles partiellement épluchés, la formule de Bethe-Bloch peut être utilisée si l'on remplace  $Z_1$  par  $Z_1^*$  (charge effective).

D'après la figure. 2.1 [49], on remarque que la formule de Bethe (1.12) avec  $Z_1 = Z_1^*$  s'applique bien aux protons (a) pour  $E_p > 0.2$  MeV/u alors que pour l'oxygène (b) elle n'est

valable qu'à partir de  $E_0 > 6.4 \text{ MeV/u}$  ( $V > 2Z_1V_0$ , correspondant à l'énergie  $E > 0.1Z_1^2 \text{ MeV/u}$ ). Pour des vitesses  $V_0Z_1^{2/3} \leq V \leq 2Z_1V_0$ , la formule de Bethe-Bloch modifiée (1.20) peut être appliquée à condition de remplacer  $Z_1$  par  $Z_1^*$  ( $Z_1^* < Z_1$ ).

**Définition de la charge effective :**

La description du pouvoir d'arrêt électronique  $S$  en terme de charge effective a été proposée par Northcliffe [28] afin d'ajuster les prédictions théoriques aux mesures expérimentales. Dans le cadre de ce concept, le rapport des pouvoirs d'arrêt électronique obéit à une loi d'échelle en  $Z^2$ .

$$\frac{S(Z_1, Z_2, V)}{Z_1^2 S(Z_p, Z_2, V)} = \gamma^2 \tag{2.3}$$

Où  $S(Z_1, Z_2, V)$  et  $S(Z_p, Z_2, V)$  sont respectivement les pouvoirs d'arrêt de l'ion lourd et de l'ion de référence (proton). Cette référence  $S(Z_p, Z_2, V)$  est prise pour des protons de même vitesse en mouvement dans le même milieu ralentisseur. Le rapport de la charge effective sur le numéro atomique  $Z_1$  de l'ion

$$\gamma = \frac{Z_1^*}{Z_1} \tag{2.4}$$

est appelé paramètre de la charge effective ( $\gamma$ ), il nous renseigne directement sur l'importance des corrections du pouvoir d'arrêt. Aux énergies élevées  $\gamma = 1$ .

**Expression de la charge effective :**

La forme générale des diverses expressions semi-empiriques proposées pour la description de la charge effective des ions lourds est de type :

$$\gamma = 1 - A_0 \cdot \exp\left(-A_1 \cdot \frac{V}{V_0 Z_1^{2/3}}\right) \tag{2.5}$$

Où  $A_0, A_1$  sont des paramètres à déterminer expérimentalement.

### 2.3 Expression de la correction de Barkas ( $L_1$ ) :

Les expressions de la correction de Barkas ( $L_1$ ) et la charge effective ( $Z_1^*$ ) sont déterminées dans le cadre de la théorie de Bethe-Bloch modifiée. Leurs calculs passent par les étapes suivantes :

Rappel de la formule de Bethe Bloch modifiée pour  $V \gg 2Z_1V_0$  eq(1.17) :

$$S(E, Z_1) = \kappa \frac{Z_1^2 Z_2}{\beta^2} \{L_0 + Z_1 L_1 + Z_1^2 L_2\}.$$

Cette formule peut s'écrire pour des vitesses :  $2Z_1V_0 > V \geq V_0 Z_1^{\frac{2}{3}}$  :

$$S(E, Z_1^*) = \kappa \frac{Z_1^{*2} Z_2}{\beta^2} \{L_0 + Z_1^* L_1 + Z_1^{*2} L_2\} \quad (2.6)$$

Où  $Z_1^*$  est la charge effective de l'ion incident ( $Z_1^* < Z_1$ ).

Le pouvoir d'arrêt des protons à la même vitesse ( $\beta$ ) que les ions lourds s'écrit ( $Z_p^* = 1$ ) :

$$S(E_p) = \kappa \frac{Z_2}{\beta^2} \{L_0 + L_1 + L_2\} \quad (2.7)$$

En posant  $Z_{1x}^*$  (charge effective à l'échelle de  $Z^2$ ) comme étant égale au rapport de  $S(E, Z_1^*)$  sur  $S(E_p)$  et en divisant eq(2.6) par eq(2.7) on obtient :

$$S(E, Z_1^*)/S(E_p) = Z_{1x}^{*2} = \frac{\kappa \frac{Z_1^{*2} Z_2}{\beta^2} \{L_0 + Z_1^* L_1 + Z_1^{*2} L_2\}}{\kappa \frac{Z_2}{\beta^2} \{L_0 + L_1 + L_2\}} = \frac{Z_1^{*2} \{L_0 + Z_1^* L_1 + Z_1^{*2} L_2\}}{\{L_0 + L_1 + L_2\}} \quad (2.8)$$

Le pouvoir d'arrêt  $S_B(E)$  est donné par la formule de Bethe, soit :

$$S_B(E, Z_{1x}^*) = \kappa \frac{Z_{1x}^{*2} Z_2}{\beta^2} \{L_0\} = \kappa Z_1^{*2} \frac{\{L_0 + Z_1^* L_1 + Z_1^{*2} L_2\}}{\{L_0 + L_1 + L_2\}} \frac{Z_2}{\beta^2} \{L_0\}. \quad (2.9)$$

A partir des équations (2.6) et (2.9) on trouve :

$$\frac{S(E, Z_1^*)}{S_B(E, Z_{1x}^*)} = \frac{\{L_0 + L_1 + L_2\}}{L_0} \quad (2.10)$$

Cette dernière expression nous permet d'écrire :

$$L_1 + L_2(p) = \left( \frac{S(E, Z_1^*)}{S_B(E, Z_{1x}^*)} - 1 \right) L_0 \quad (2.11)$$

Si on suppose que :  $S(E, Z_1^*) = S_{exp}$ ,  $S_{exp}$  est le pouvoir d'arrêt déterminé expérimentalement, l'équation (2.11) devient :

$$L_1 + L_2(P) = \left( \frac{S_{exp}}{S_B(E, Z_{1x}^*)} - 1 \right) L_0 \quad (2.12)$$

D'où :

$$L_1 = \left( \frac{S_{exp}}{S_B(E, Z_{1x}^*)} - 1 \right) L_0 - L_2(p) \quad (2.13)$$

Donc la somme des termes de Barkas et Bloch ( $L_1 + L_2$ ) dépend de  $S_{exp}$ ,  $S_B(E, Z_{1x}^*)$  et de  $L_0$ , ces derniers peuvent être déterminés expérimentalement ou par calculs. La relation (2.12) est valable aussi pour  $Z_1 = Z_1^*$ .

En prenant la correction de Bloch comme étant égale à l'expression donnée par Bichsel, et en remplaçant  $L_1$  (eq(2.13)) et  $L_2$  (eq(1.22)) dans la relation (2.6), on peut calculer la charge effective ( $Z_1^*$ ) à l'échelle de  $Z^4$  (2.14), les termes  $L_2$  et  $L_1$ .

On pose :  $L_1 + L_2(p) = \eta$ , donc  $\eta = \left( \frac{S_{exp}}{S_B(E, Z_{1x}^*)} - 1 \right) L_0$ , l'expression (2.6) devient :

$L_1 = \eta - L_2(p)$ , en remplaçant dans (2.12), on obtient :

$$S(E, Z_1^*) = \kappa \frac{Z_1^{*2} Z_2}{\beta^2} \{L_0 + Z_1^* \eta - Z_1^* L_2 + Z_1^{*2} L_2\} = \kappa \frac{Z_1^{*2} Z_2}{\beta^2} \{L_0 + Z_1^* \eta + Z_1^* (Z_1^* L_2 - L_2(p))\} \quad (2.14)$$

$$\text{Avec : } L_2 = [-1.202 \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2 + 1.042 \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^4 Z_1^{*2} - 0.855 \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^6 Z_1^{*4} + 0.343 \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^8 Z_1^{*6}]$$

et :

$$L_2(p) = L_2(Z_1 = 1) = -\left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2 [1.202 - \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2 (1.042 - 0.855 \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2 + 0.343 \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^4)]$$

D'après la formule de Bethe-Bloch modifiée on peut écrire :

-Pour les protons de numéro atomique  $Z_1 = 1$  :

$$S(E_p) = \frac{\kappa Z_2}{\beta^2} \{L_0 + L_1(p) + L_2(p)\}$$

d' où :

$$L_1(p) = \left( \frac{S_p \beta^2}{\kappa Z_2} \right) - L_0 - L_2(p)$$

Afin d'établir l'expression générale du pouvoir d'arrêt en fonction de  $S(E_p)$ ,  $L_2(p)$  et  $L_2(Z_1)$ , nous l'avons élargi aux ions ( $\alpha$ ,  ${}^7Li$ , .....).

-Pour les particules  $\alpha$  ( $Z_1 = 2$ ) :

$$S_\alpha = \frac{4\kappa Z_2}{\beta^2} [L_0 + 2L_1(\alpha) + 4L_2(\alpha)] \quad (2.15)$$

D'où :

$$L_1(\alpha) = \frac{S_\alpha \beta^2}{8\kappa Z_2} - \frac{L_0}{2} - 2L_2(\alpha) \quad (2.16)$$

A des vitesses égales et dans la même cible,  $L_1(p) = L_1(\alpha)$ , On montre que :

$$S_\alpha = 8S_p - \frac{4Z_2\kappa}{\beta^2} [L_0 + (2L_2(P) - 4L_2(\alpha))] \quad (2.17)$$

-Pour les ions du  ${}^7Li$  ( $Z_1 = 3$ ) :

$$S_{Li} = \frac{9\kappa Z_2}{\beta^2} [L_0 + 3L_1(Li) + 9L_2(Li)] \quad (2.18)$$

D'où :

$$L_1(Li) = \left( \frac{S_{Li} \beta^2}{27\kappa Z_2} \right) - \frac{L_0}{3} - 3L_2(Li) \quad (2.19)$$

A des vitesses égales et dans la même cible,  $L_1(p) = L_1(Li)$ , On montre que :

$$S_{Li} = 27S_p - \frac{9Z_2\kappa}{\beta^2} [2L_0 + (3L_2(P) - 9L_2(Li))] \quad (2.20)$$

L'expression générale du pouvoir d'arrêt s'écrit :

$$S(E, Z_1) = Z_1^3 S(E_p) - \frac{Z_1^2 Z_2 \kappa}{\beta^2} [(Z_1 - 1)L_0 + (Z_1 L_2(p) - Z_1^2 L_2(Z_1))]$$

On va comparer au chapitre-3, nos résultats donnés par la relation (2.13) et celle obtenue par l'éq (1.21) pour des ions  ${}^1H$ ,  ${}^4He$  et  ${}^7Li$  dans des cibles d'aluminium et d'or.

# Chapitre 3

## Analyse et discussion

### 3.1 Introduction :

Ce chapitre sera consacré à la présentation des résultats et leurs discussions, concernant le pouvoir d'arrêt des ions ( $^1_1H$ ,  $^4_2He$ ,  $^7_3Li$ ) ainsi que la charge effective à l'échelle dans les cibles d' $^{27}Al$  et d' $^{197}Au$  dans la gamme d'énergie s'étalant de 1 MeV/u à 10 GeV/u (région de Bethe  $V > 2Z_1V_0$ ). Les valeurs de ces derniers seront comparées aux données obtenues par les codes de simulation SRIM-2013, PSTAR, ASTAR, MSTAR et aux expressions de Chekirine, Northcliffe, Antony [25-27].

Nous terminerons ce chapitre par le calcul de la correction de Barkas  $L_1$  de ces trois ions légers dans les cibles d'aluminium et d'or, en utilisant l'expression (1.35) et en se référant aux données de l'article de Ziegler [23]. Les valeurs de  $L_1$  de cette référence seront comparées aux nôtres.

Avant la présentation des résultats, on va citer brièvement quelques techniques qui sont utilisées pour la mesure de la perte d'énergie.

L'étude expérimentale des différents grandeurs physiques caractérisant le processus du ralentissement des ions dans la matière (pouvoir d'arrêt, straggling en énergie, parcours,...), nécessite l'emploi des techniques nucléaires utilisant des faisceaux d'ions délivrés par des accélérateurs.

Parmi ces techniques de microanalyse nucléaire par faisceaux d'ions, on peut citer, la spectrométrie de rétrodiffusion de Rutherford (RBS) [50,51] et la diffusion élastique. Ces deux dernières combinées à la transmission directe [52,17], permettent la détermination des para-

mètres physiques dans les expériences de ralentissement des particules chargées dans la matière (pouvoir d'arrêt, straggling en énergie).

Cette méthode (la RBS ou la diffusion élastique associée à la transmission directe) est qualifiée de technique nucléaire de transmission indirecte [53- 55], est souvent adoptée pour la mesure de la perte d'énergie dans des cibles monoatomiques et composées. Une meilleure précision sur la mesure de la perte d'énergie peut être obtenue par la technique du "Temps de Vol" (TOF) qui est très utilisée ces dernières années.

Dans le présent travail, nous avons calculé la perte d'énergie des particules chargées  ${}^1_1H$ ,  ${}^4_2He$  et  ${}^7_3Li$  traversant les milieux ralentisseurs l'aluminium et l'or aux énergies comprises de 1 MeV/u à 10 GeV/u.

## 3.2 Présentation des résultats obtenus des particules chargées ( ${}^1_1H$ , ${}^4_2He$ , ${}^7_3Li$ , ${}^{16}_8O$ ) :

Les valeurs calculées du pouvoir d'arrêt  $S(E)$  à partir de la formule de Bethe-Bloch modifiée des ions  ${}^1_1H$ ,  ${}^4_2He$  et  ${}^7_3Li$  aux énergies comprises entre 1 MeV/u et 10 GeV/u dans les cibles d' ${}^{27}Al$  et d' ${}^{197}Au$  sont comparées à celles données par les codes de calculs semi-empiriques SRIM-2013, PSTAR, ASTAR, MSTAR et l'expression théorique de Bohr.

Les résultats sont présentés dans les tableaux (3.1 à 3.2) et les figures (3.1 à 3.6) pour les protons, les particules alpha et lithium dans les deux milieux ralentisseurs.

Le paramètre de la charge effective ( $\gamma$ ) des ions  ${}^7Li$  et  ${}^{16}O$  figures (3.7 à 3.9) est déduit à l'échelle de  $Z_1^4$  (à partir de l'équation 1.36) et les expressions données dans le tableau (3.3). La connaissance précise de ce paramètre est d'une grande importance pour les ions lourds.

Enfin, nous avons calculé la correction de Barkas ( $L_1$ ) des projectiles ( ${}^1_1H$ ,  ${}^4_2He$ ,  ${}^7_3Li$ ) dans les deux cibles (figures (3.9 à 3.15) et tableaux (3.4 à 3.9)) à travers les expressions 1.21, 1.35, 3.2 et 3.5. Nous avons comparé les valeurs trouvées par ces dernières (on a pris les résultats du pouvoir d'arrêt donnés par le code SRIM-2013 dans les équations 1.35, 3.2 et 3.5).

### 3.2.1 Résultats et discussions du pouvoir d'arrêt des protons :

Les valeurs du pouvoir d'arrêt des protons dans les deux cibles pour des énergies  $E_p$  de 1MeV/u et 10 GeV/u sont représentées sur les figures (3.1 et 3.2).

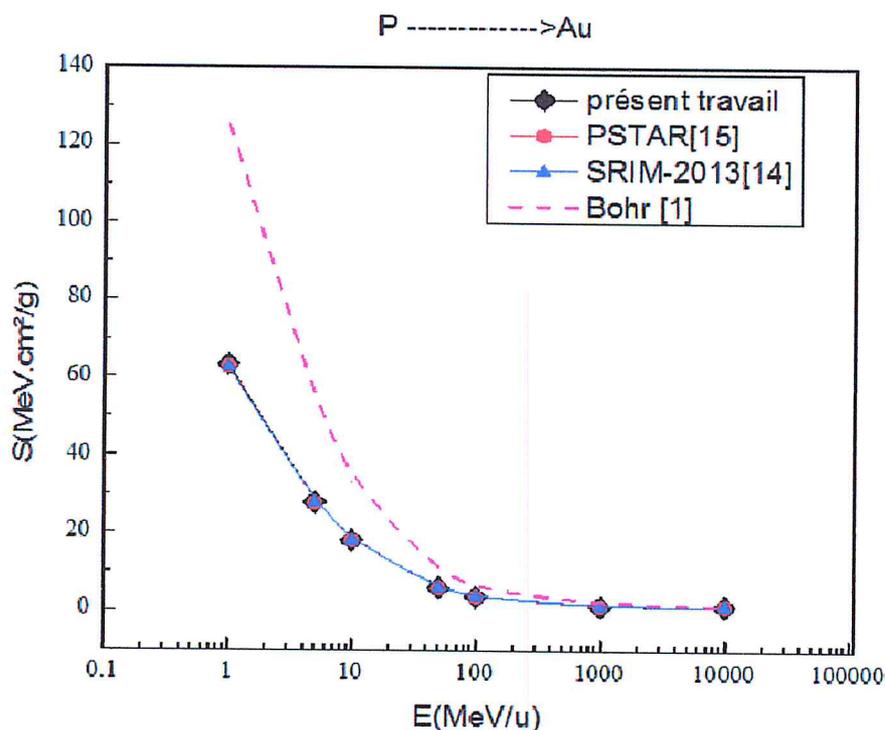


FIG. 3.1: Pouvoir d'arrêt des protons dans une cible d' $^{197}\text{Au}$ .

Un bon accord existe entre nos valeurs calculées par l'expression de Beth-Bloch modifié et les deux codes de calculs, nos points sont bien reproduits par SRIM-2013 et PSTAR.

Dans toute la gamme d'énergies, les écarts relatifs maximaux entre nos valeurs et les résultats générés par les deux codes sont trouvés inférieurs à 1.45% avec SRIM-2013 et 1.10% par rapport à PSTAR.

Par contre, on constate que les valeurs du pouvoir d'arrêt données par la formule de Bohr sont éloignées de celles de Bethe et les deux codes (protons dans une cible d'or, figure (3.1) et Tableau (3.1)). A travers ce résultat, on peut dire que la relation de Bohr ne s'applique pas dans ce domaine d'énergie ( $V > 2Z_1V_0$ , qui lui correspond une énergie  $E > 0.1Z_1^2$  MeV/u).

Concernant l'aluminium (figure 3.2), nos valeurs calculées sont en bon accord avec les deux codes SRIM-2013 et PSTAR, l'écart relatif trouvé est respectivement inférieur à 1.25% et 0.70%.

D'après les figures (3.1 et 3.2) et les tableaux (3.1 et 3.2), on constate que l'expression (1.20) est en parfaite accord avec les deux codes SRIM-2013 et PSTAR. Dans ce travail, nous allons souvent utiliser la formule de Beth-Bloch modifié et les codes de calculs cités plus haut.

TAB. 3.1: Les valeurs du pouvoir d'arrêt des protons dans la cible d'or.

$E_P$ (MeV/u)	$S(E_P)_{Ziegler}$	$S(E_P)_{PSTAR}$	$S(E_P)_{SRIM-2013}$	$S(E_P)_{Bohr}$	$Er\%$
1	63.36	62.91	62.7	125.26565	-97.70
5	27.777	27.65	27.76	53.2357	-91.65
10	17.9971	17.98	18.01	32.8661	-82.61
50	5.91966	5.9	5.912	9.8914	-67.09
100	3.63795	3.62	3.634	5.9455	-63.43
1000	1.20232	1.201	1.202	1.7681	-47.06
10000	1.2833	1.288	1.289	1.4119	-10.02

TAB. 3.2: Les valeurs du pouvoir d'arrêt des protons dans la cible d'aluminium

$E_P$ (MeV/u)	$S(E_P)_{Ziegler}$	$S(E_P)_{PSTAR}$	$S(E_P)_{SRIM-2013}$	$S(E_P)_{Bohr}$	$Er\%$
1	172.5624	171.9	174.9	258.8951	-50.02
5	57.0553	56.91	57.44	85.7725	-49.54
10	33.7644	33.57	33.96	50.4788	-49.50
50	9.5730	9.59	9.619	14.2216	-44.56
100	5.6643	5.676	5.689	8.4005	-48.31
1000	1.7446	1.749	1.752	2.4252	-39.01
10000	1.7635	1.768	1.771	1.9284	-9.35

### 3.2.2 Résultats et discussions du pouvoir d'arrêt des particules $\alpha$ :

Les figures (3.3 et 3.4) reproduisent le pouvoir d'arrêt des particules alpha dans les deux cibles pour des énergies  $E_\alpha$  de 1 MeV/u et 10 GeV/u. Un bon accord entre les valeurs trouvées par la formules de Bethe et celles de SRIM-2013 et ASTAR pour l'or, les différences maximales sont trouvées respectivement égales à 1.8% et 1.1%.

Un accord remarquable est obtenu avec SRIM-2013 et ASTAR pour l'aluminium, les écarts relatifs sont trouvés inférieurs à 1.05% et 0.95%.

### 3.2.3 Résultats et discussions du pouvoir d'arrêt des particules ${}^7Li$ :

Les figures (3.5 et 3.6) représentent les valeurs du pouvoir d'arrêt des particules  ${}^7Li$  dans les deux cibles pour des énergies  $E_{Li}$  de 1 MeV/u à 10 GeV/u. Un accord plus que satisfaisant est

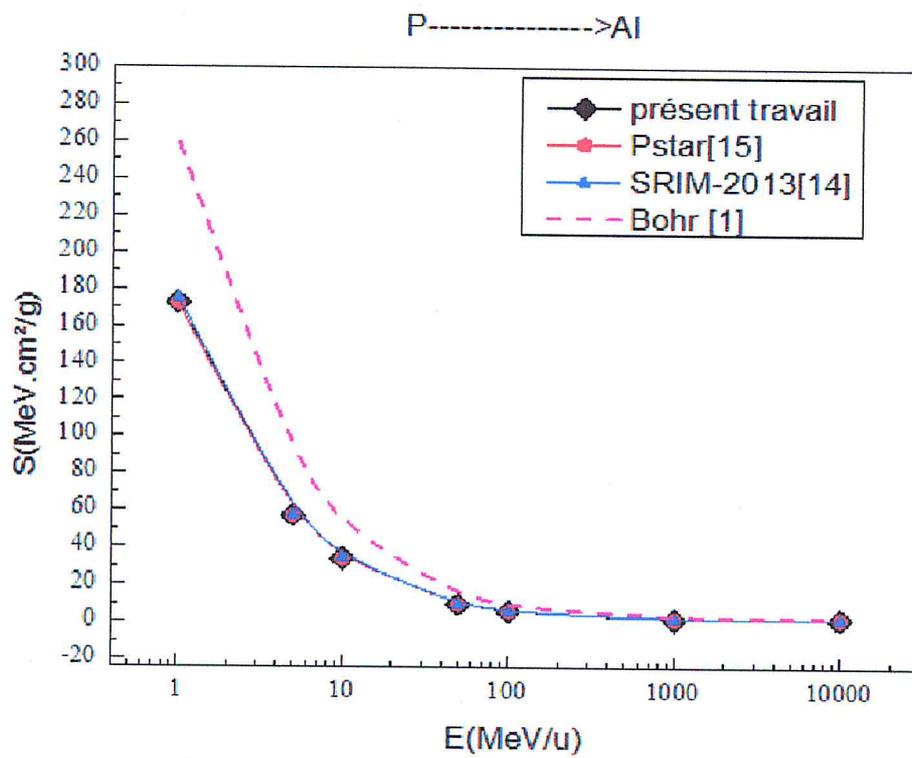
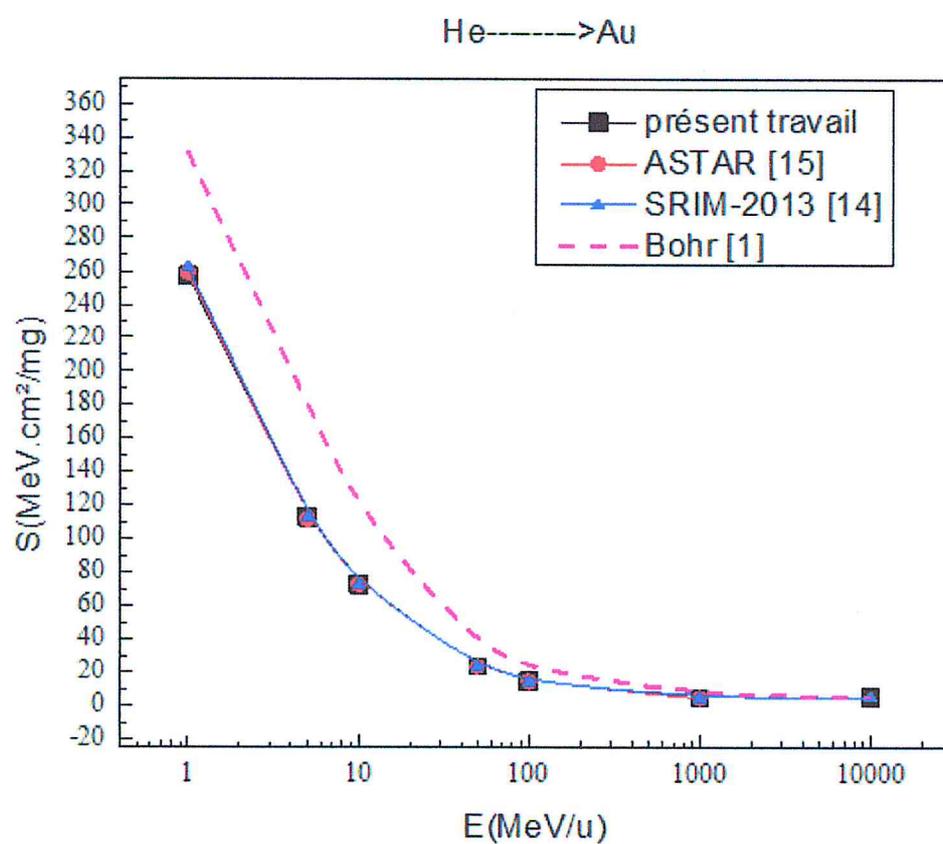


FIG. 3.2: Pouvoir d'arrêt des protons dans une cible d' $^{27}\text{Al}$ .

FIG. 3.3: Pouvoir d'arrêt des particules  $\alpha$  dans la cible d' $^{197}\text{Au}$ .

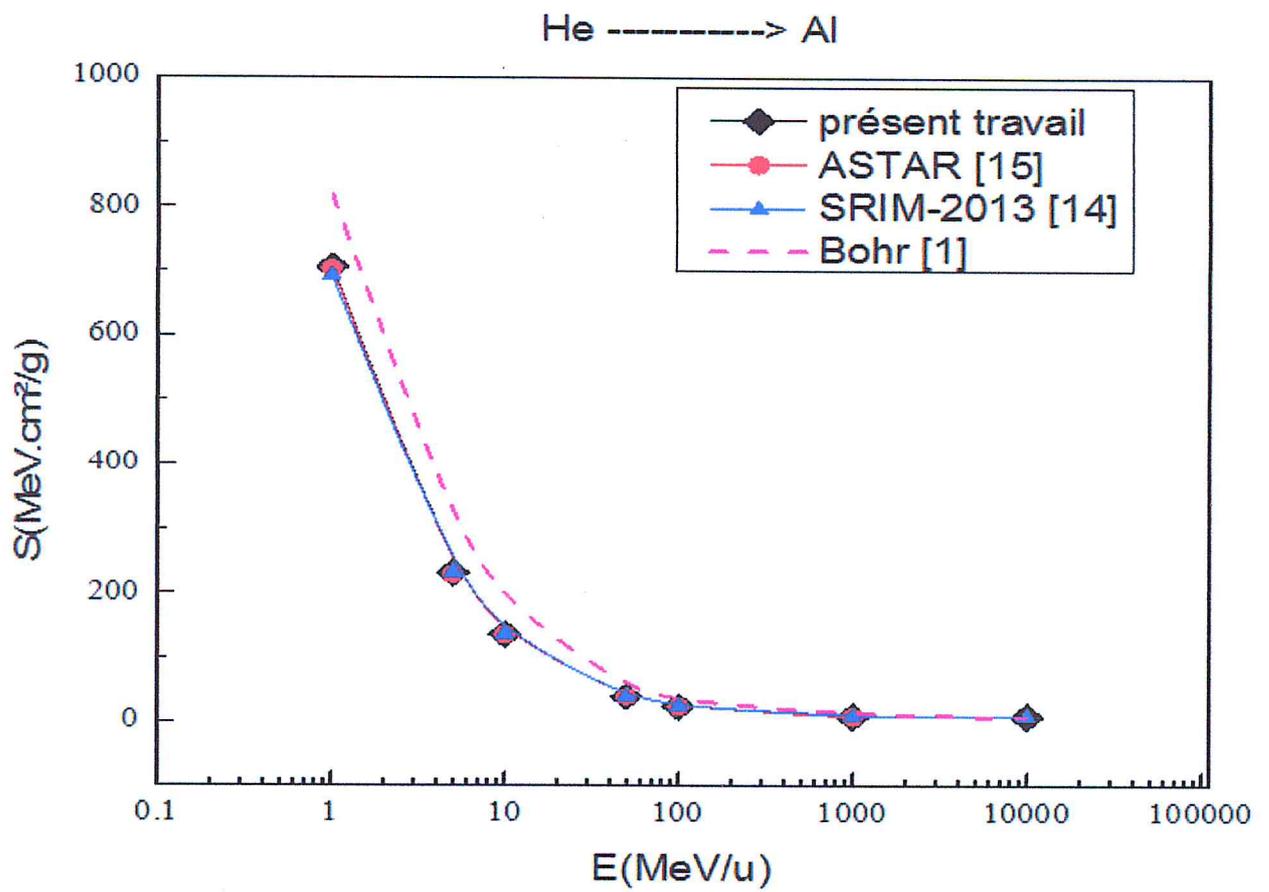


FIG. 3.4: Pouvoir d'arrêt des particules  $\alpha$  dans la cible d'  $^{27}\text{Al}$ .

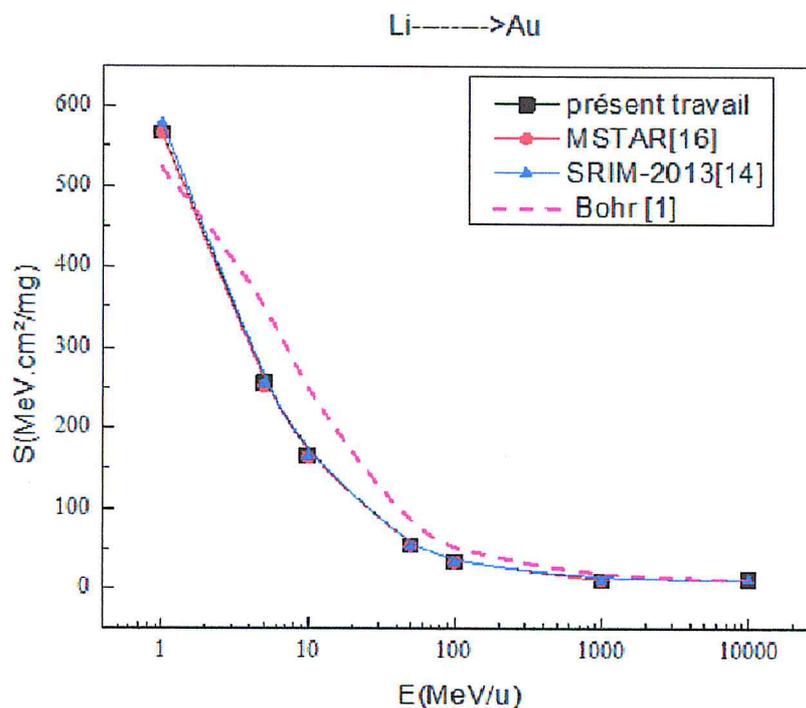


FIG. 3.5: Pouvoir d'arrêt des particules de  ${}^7Li$  dans la cible d' ${}^{197}Au$ .

obtenu entre nos résultats et ceux trouvés par les deux codes particulièrement avec MSTAR. Pour la cible d'or, la différence maximale observée entre nos valeurs et celles données par SRIM-2013 et MSTAR sont 2.5% et 0.86%. Pour l'aluminium, l'accord est remarquable, les écarts relatifs maximum entre nos valeurs et les deux codes SRIM-2013 et MSTAR sont respectivement inférieurs à 1.42% et 0.95% dans la gamme d'énergie  $E_{Li} = 5 \text{ MeV/u}$  à  $10 \text{ GeV/u}$ . A l'énergie  $E_{Li} = 1 \text{ MeV/u}$ , l'écart relative est trouvé au-dessous de 4.6% pour SRIM-2013 et 3.55% pour MSTAR. Cet écart, s'explique par la charge effective qui n'est pas égale à 3 ( $Z_1^* < 3$ ), c'est-à-dire à cette énergie, le projectile n'est pas complètement épluché de ces électrons.

### 3.2.4 Résultats et discussions de la charge effective des ions ( ${}^7Li$ , ${}^{16}O$ ) :

On peut déduire la charge effective à l'échelle de  $Z_1^2$  et  $Z_1^4$  des ions  ${}^7Li$ ,  ${}^{16}O$  à partir de nos résultats du pouvoir d'arrêt de ces ions normalisés par rapport aux protons obtenus à partir de SRIM-2013, la connaissance précise de ce paramètre est d'une grande importance pour les ions

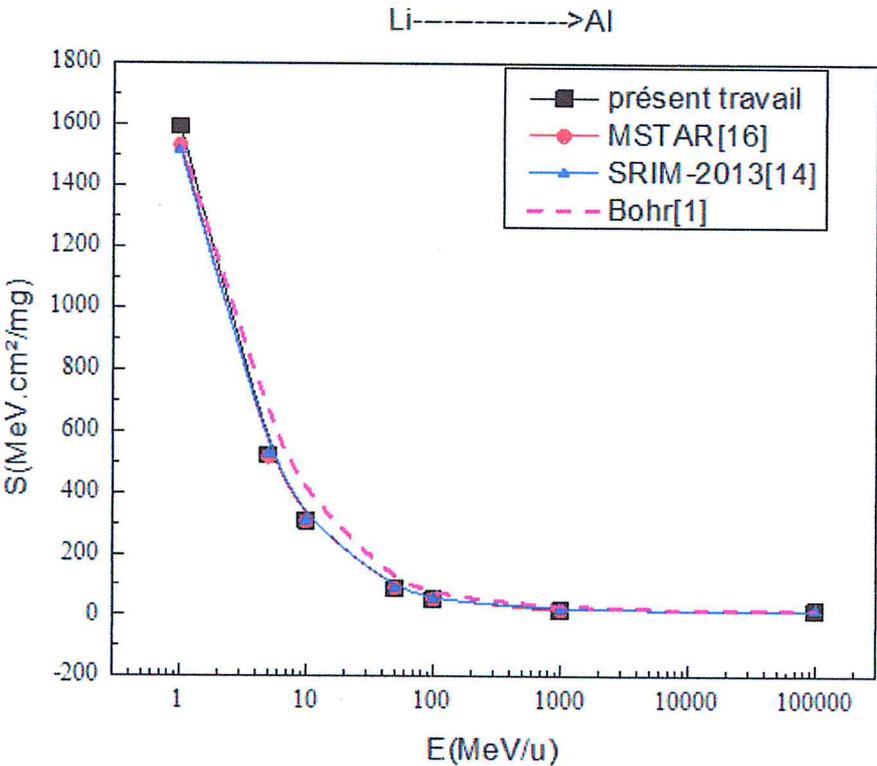


FIG. 3.6: Pouvoir d'arrêt des particules <sup>7</sup>Li dans la cible d'<sup>27</sup>Al.

TAB. 3.3: Principales expressions proposées pour le calcul de la charge effective.

Auteurs	Expressions
Chekirine [25]	$\gamma = 1 - 0.81317 \cdot \exp(-0.8095 \cdot V/V_0 Z_1^{2/3})$
Northcliff and Schilling [26]	$\gamma = 1 - \exp(-V/V_0 Z_1^{2/3})$
Antony and Landford [27]	$\gamma = 1 - A \cdot \exp(-\lambda \cdot V/V_0 Z_1^{2/3})$ , où $A = 1.16 - 1.91 \cdot 10^{-3} Z_2 + 1.26 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$ $\lambda = 1.18 - 7.50 \cdot 10^{-3} Z_2 + 4.53 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$

lourds.

Nous citons dans le tableau (3.3), les diverses formules semi-empiriques que nous avons utilisées pour corriger le pouvoir d'arrêt (Bethe) en tenant compte de la charge effective.

Nous remarquons que les deux premières expressions ne dépendent que de  $Z_1$ , alors que la troisième de  $Z_1$  et  $Z_2$ .

Dans ce qui suit, nous allons comparer le paramètre de la charge effective  $\gamma$  des ions  ${}^7Li$ ,  ${}^{16}O$  pour les trois expressions avec celui calculé à l'échelle de  $Z^4$ .

Nous allons déterminer le paramètre de la charge effective à l'échelle de  $Z^4$  graphiquement à partir de l'équation du pouvoir d'arrêt  $S(E)$  en fonction de la charge effective (eqt 1.36 et figure (3.7)).

D'après la relation (1.36), on pose :

$$\frac{S(E, Z_1^*)}{\kappa Z_1^{*2} Z_2} \beta^2 = A, \quad \{L_0 + Z_1^* \eta + Z_1^* (Z_1^* L_2 - L_2(p))\} = B$$

La détermination graphique de la charge effective à l'échelle de  $Z_1^4$  (figure 3.7,  $A$  et  $B$  en fonction de  $Z_1^*$ ).

Les figures (3.8 et 3.9) représentent, la variation du paramètre de la charge effective en fonction de la vitesse relative du projectile  $V_r(V/V_0 Z_1^{2/3})$ .

Dans la figure (3.8), on remarque que le paramètre de la charge effective du  ${}^7Li$  est inférieur à un ( $\gamma < 1$ ) pour l'énergie  $E_{Li} = 1$  MeV/u (vitesse relative  $V_r = 3.05$ ), tandis que pour  $E_{Li} \geq 5$  MeV/u ( $V_r = 6.82$ ),  $\gamma = 1$ .

Les écarts relatifs entre  $Z_1^*$  à l'échelle de  $Z^4$  et celles trouvés à travers expressions de Northcliff, Chekirine et Antony sont respectivement de 2.25%, 4.60% et 1.50% (à  $E_{Li} = 1$  MeV/u).

Dans le but de montrer l'importance de la charge effective pour les ions lourds, nous avons représenté sur la figure (3.9), le paramètre de la charge effective de  ${}^{16}O$ . On constate que  $\gamma = 1$  pour la vitesse relative  $V_r > 4.015$  ( $E_O > 6.4$  MeV/u). A la vitesse relative 1.587 ( $E_O = 1$

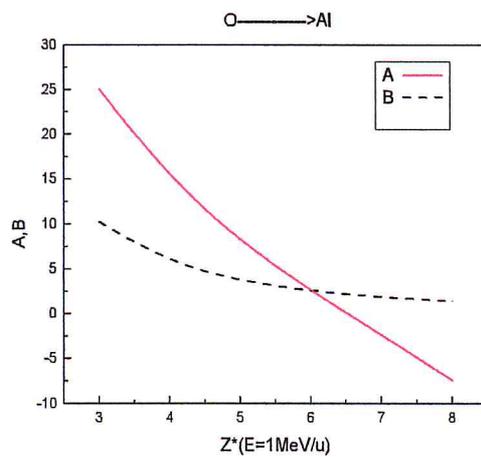


FIG. 3.7: Détermination graphique de la charge effective à l'échelle de  $Z_1^4$ .

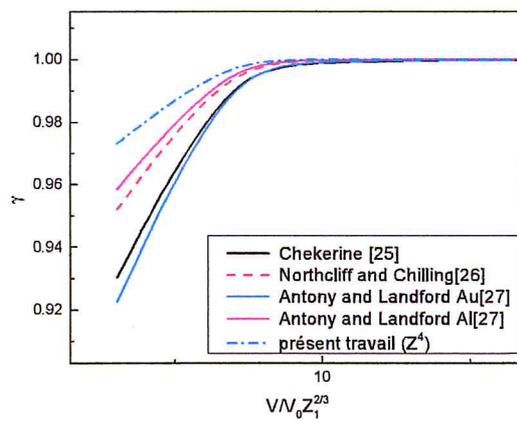


FIG. 3.8: le paramètre de la charge effective du  ${}^7Li$  en fonction de la vitesse relative.

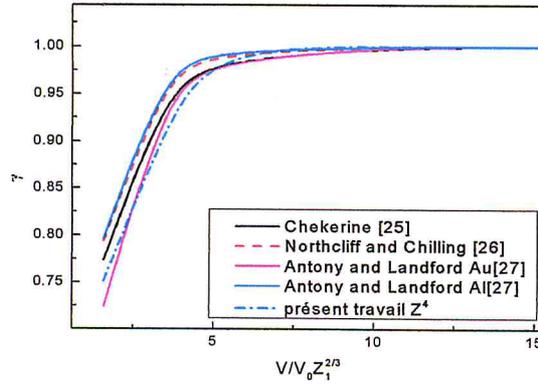


FIG. 3.9: Le paramètre de la charge effective de  $^{16}\text{O}$  en fonction de la vitesse relative.

MeV/u), les différences entre les valeurs du paramètre de la charge effective à l'échelle de  $Z^4$  et celles données par Northcliff, M. Chekirine et Antony sont de 5.35%, 2.87% et 5.69. Le bon accord est atteint à partir de  $V_r > 3.55(E_O > 5 \text{ MeV/u})$ , les quatre courbes se rejoignent.

### 3.3 Détermination de la correction de Barkas ( $L_1$ ) des particules chargées Protons, $\alpha$ et $^7\text{Li}$ dans des cibles d'aluminium et d'or .

Nous allons appliquer les expressions (1.35, 3.2, 3.5), afin de calculer la correction de Barkas ( $L_1$ ) pour les ions ( $^1\text{H}, ^4\text{He}, ^7\text{Li}$ ) dans des cibles d'aluminium et d'or. Les valeurs de  $L_1$  seront comparées avec celles données par Ziegler [23] (eqt 1.21). Pour la correction de Bloch ( $L_2$ ) nous prenons la relation (1.22) de Bichsel.

Nous rappelons les trois expressions du chapitre-1- que nous allons utiliser pour le calcul de  $(L_1)_{Zie}$ ,  $(L_2)_{Bic}$ ,  $(L_1 + L_2)_{cal}$ ,  $(L_1)_{cal}$  et leurs valeurs pour les deux cibles ( $^{13}\text{Al}, ^{197}\text{Au}$ ) seront présentées aux tableaux 3.12 et 3.13.

$$L_1 = \frac{L_{low}L_{higt}}{L_{low} + L_{higt}} = (L_1)_{Zie}$$

$$Z_1^2 L_2 = -y^2[1.202 - y^2(1.042 - 0.855y^2 + 0.343y^4)] = (Z_1^2 L_2)_{Bic}$$

$$L_1 = \left( \frac{S(E)}{S_B(E)} - 1 \right) L_0 - L_2(p) = (L_1)_{cal}$$

On peut aussi écrire que :

$$(L_1)_{cal} = L_1(p) = \left( \frac{S_p \beta^2}{K Z_2} - L_0 - L_2(p) \right)$$

La vitesse de l'ion ( $\beta^2$ ) est donnée par la relation suivante :

$$\beta^2 = 1 - \frac{1}{\left[ 1 + \left( \frac{E(\text{MeV})}{931.494 \cdot M(u)} \right)^2 \right]}$$

Où  $E_c$  et  $M$  sont respectivement l'énergie cinétique en MeV et la masse en u.m.a de l'ion.

$L$ ,  $L_0$ ,  $S(E)$  et  $S_B(E)$  sont données respectivement par les équations (1.18, 1.19, 1.20 et 1.31).

On définit l'écart relatif  $E_r(L)\%$  entre  $(L_1)_{cal}$  et  $(L_1)_{Zie}$  comme suit :

$$E_r(L_1) = \left[ 1 - \frac{(L_1)_{cal}}{(L_1)_{Zie}} \right] \cdot 100 \quad (3.1)$$

Les résultats trouvés sont présentés dans les différents tableaux.

### 3.3.1 La correction de Barkas ( $L_1$ ) des protons :

Les deux premiers tableaux représentent la comparaison entre les valeurs de  $(L_1)_{Cal}$  et celles de Ziegler  $(L_1)_{Zie}$ , pour les protons dans les deux cibles.

TAB. 3.4: Tableau donnant les valeurs de la correction de Barkas L1 déterminées à partir des expressions (1.21 et 1.35) pour des protons dans une cible d'aluminium.

$E_p(\text{MeV/u})$	$L_0$	$(L_2)_{Bic}$	$S(E)_{SRIM}$	$S(E_p)_{Zie}$	$(L_1)_{Cal}$	$(L_1)_{Zie}$	$E_r\%$
1	2.407	-0.0294	174.9	172.7432	0.1373	0.1301	-5.534
5	4.055	-0.0060	57.44	57.0954	0.541	0.0533	-1.501
10	4.777	-0.0030	33.96	33.7902	0.391	0.0389	-0.514
50	6.388	-0.0006	9.619	9.5803	0.0219	0.0199	-10.050
100	7.031	-0.0003	5.689	5.6686	0.0164	0.0150	-9.333
1000	9.054	-0.0000	1.752	1.7459	0.0134	0.0059	-127.12
10000	11.865	-0.0000	1.771	1.7648	0.0201	0.0023	-773.91

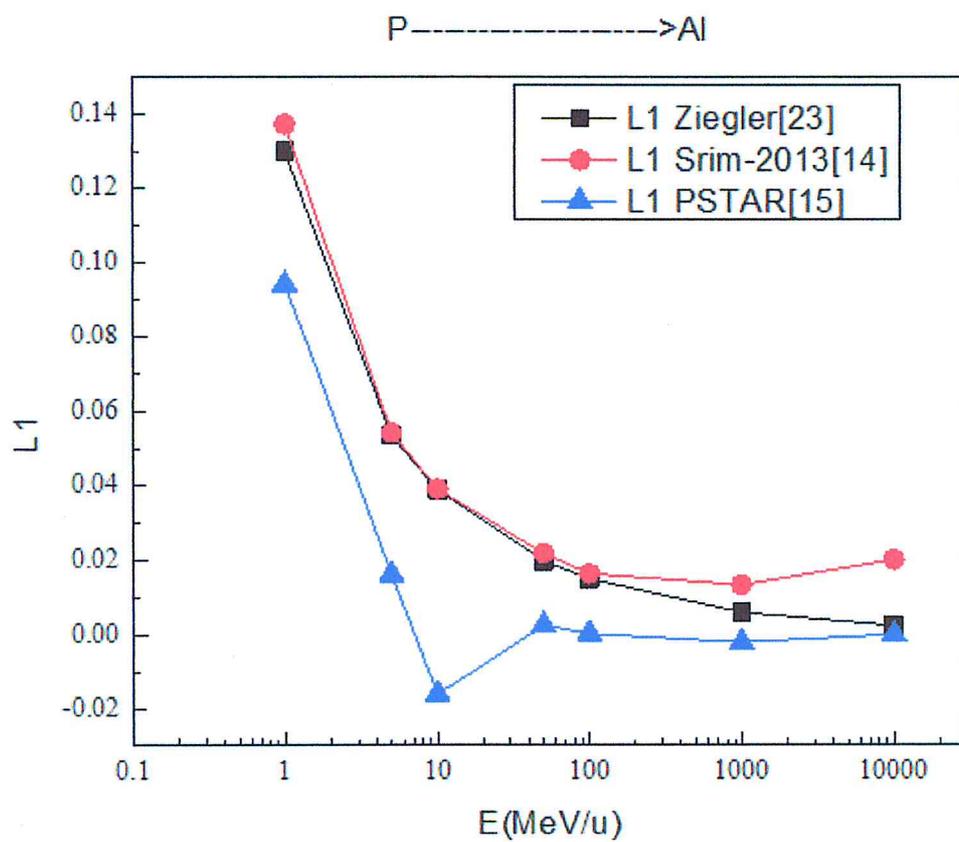


FIG. 3.10: La variation de la correction de Barkas  $L_1$  des protons dans la cible d'aluminium.

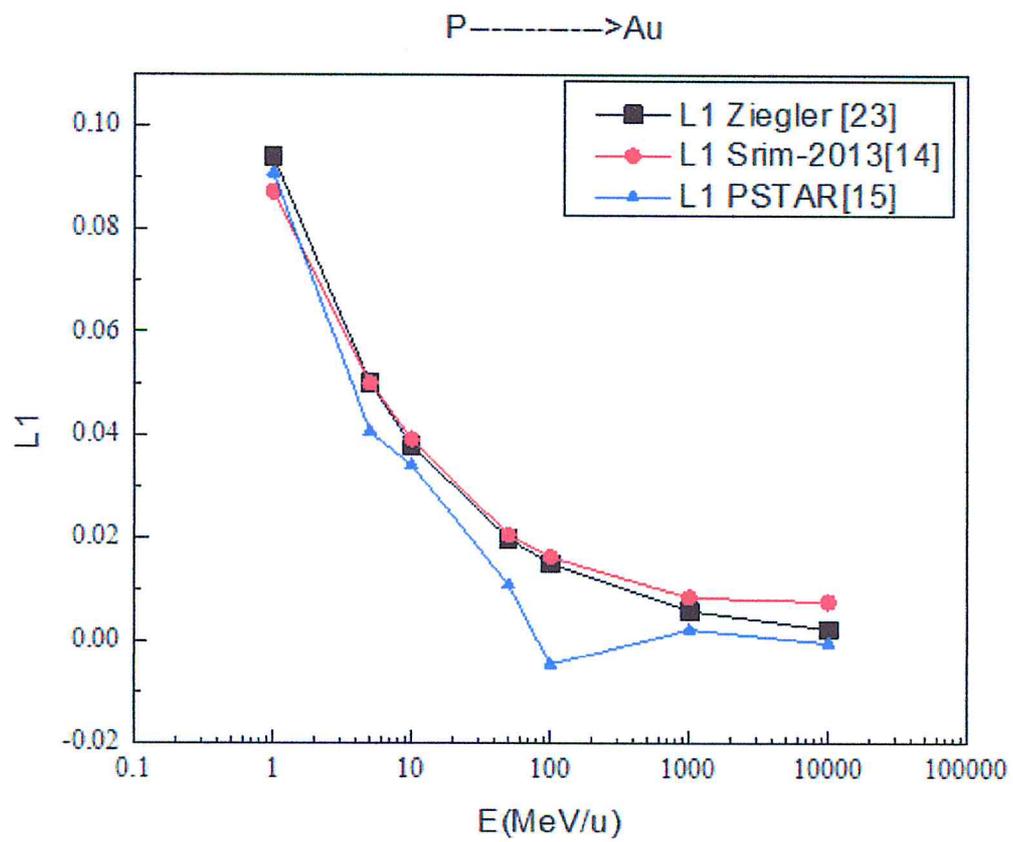


FIG. 3.11: La variation de la correction de Barkas  $L_1$  des protons dans la cible d'or.

TAB. 3.5: Tableau donnant les valeurs de la correction de Barkas L1 pour des protons dans une cible d'or.

$E_p(\text{MeV/u})$	$L_0$	$(L_2)_{Bic}$	$S(E)_{SRIM}$	$S(E_p)_{Zie}$	$(L_1)_{Cal}$	$(L_1)_{Zie}$	$Er\%$
1	1.0340	-0.0294	62.7	63.6005	0.0872	0.0942	7.398
5	2.3470	-0.0060	27.76	27.8521	0.0499	0.0501	0.261
10	3.0394	-0.0030	18.01	18.0461	0.0391	0.0379	-3.115
50	4.7214	-0.0006	5.912	5.9192	0.0205	0.0199	-3.221
100	5.4009	-0.0003	3.634	3.6373	0.0163	0.0151	-8.173
1000	7.4732	-0.0000	1.202	1.2029	0.0085	0.0059	-42.738
10000	10.3927	-0.0000	1.289	1.2896	0.00772	0.0024	-224.370

Les figures (3.10 et 3.11) représentent, la variation de la correction de Barkas des protons dans les cibles d'aluminium et d'or, en fonction de l'énergie. L'accord est acceptable entre les valeurs de  $(L_1)_{cal}$  obtenues par l'équation (1.35,  $S(E)$  est donnée par le code SRIM-2013) et celles de  $(L_1)_{Zie}$  calculées par l'expression (1.21), surtout dans la gamme d'énergie  $E_p$  comprise entre 1 à 100 MeV/u , où l'écart entre est inférieur à 10%. Par contre, on constate que la différence est plus importante entre les résultats trouvés par les deux relations citées ci-dessus (dans l'eqt 1.35,  $S(E)$  est pris à partir du code PSTAR), les courbes sont décalées.

### 3.3.2 La correction de Barkas $(L_1)$ des $\alpha$ :

TAB. 3.6: Tableau donnant les valeurs de la correction de Barkas L1 pour des Particules Alpha dans une cible d'Aluminium.

$E_\alpha(\text{MeV/u})$	$L_0$	$(L_2)_{Bic}$	$S(E)_{SRIM}$	$S(E_\alpha)_{Zie}$	$(L_1)_{Cal}$	$(L_1)_{Zie}$	$Er\%$
1	2.407	-0.0277	691.1	704.5262	0.0940( $Z_1^* = 2$ )	0.1301	27.748
1	2.407	-0.0277	691.1	704.5262	0.13341( $Z_1^* = 1.97$ )	0.1301	-2.544
5	4.055	-0.0060	231.9	230.3711	0.0551	0.0533	-3.377
10	4.777	-0.0030	136.7	136.0032	0.0393	0.0389	-1.028
50	6.388	-0.0006	38.6	38.4289	0.0222	0.0199	-11.558
100	7.031	-0.0003	22.81	22.7199	0.0171	0.0150	-14
1000	9.054	-0.0000	7.011	6.9883	0.0088	0.0059	-49.153
10000	11.865	-0.0000	7.084	7.06	0.0101	0.0023	-340

Nous avons reporté sur les figures (3.12 et 3.13), les courbes donnant la correction de Barkas  $(L_1)$  des particules alpha dans les cibles d' $^{27}Al$  et d' $^{179}Au$  en fonction de l'énergie. Les valeurs calculées par l'équation (3.2) s'accordent bien avec celles trouvées à travers l'expression (1.21), pour des énergies  $E_\alpha$  comprise entre 5 à 100 MeV/u, particulièrement pour la cible d'or (figure 3.13), où l'écart maximum est de 14%.

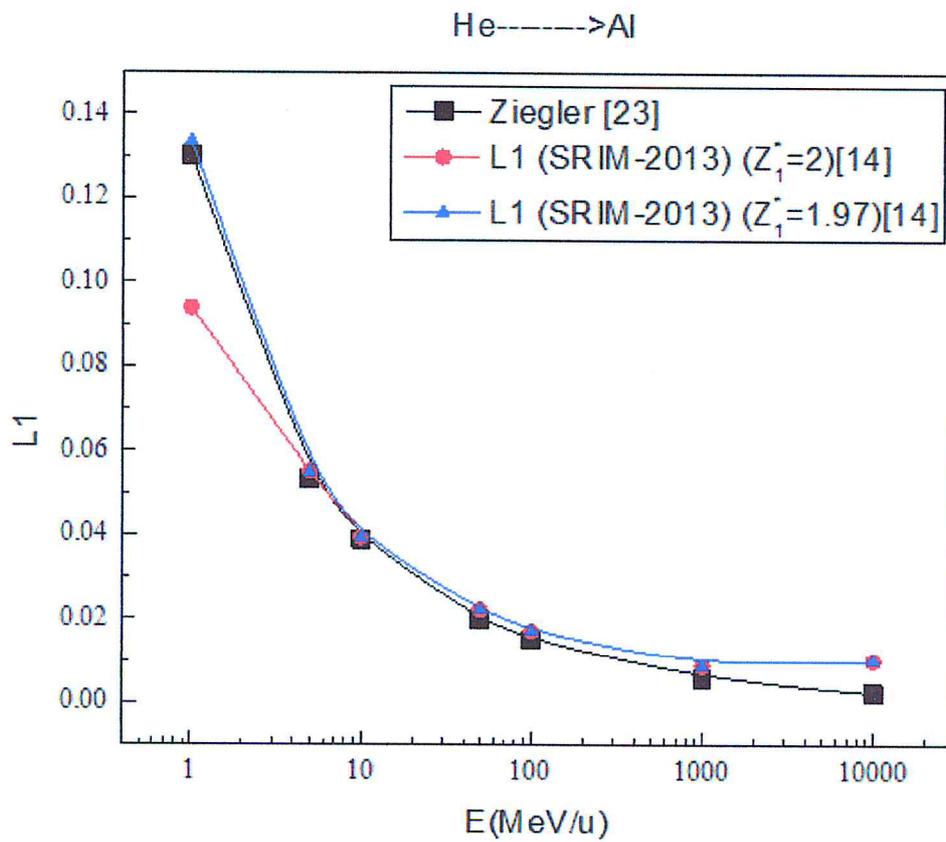


FIG. 3.12: La variation de la correction de Barkas  $L_1$  des ions  ${}^4_2\text{He}$  dans la cible d'aluminium.

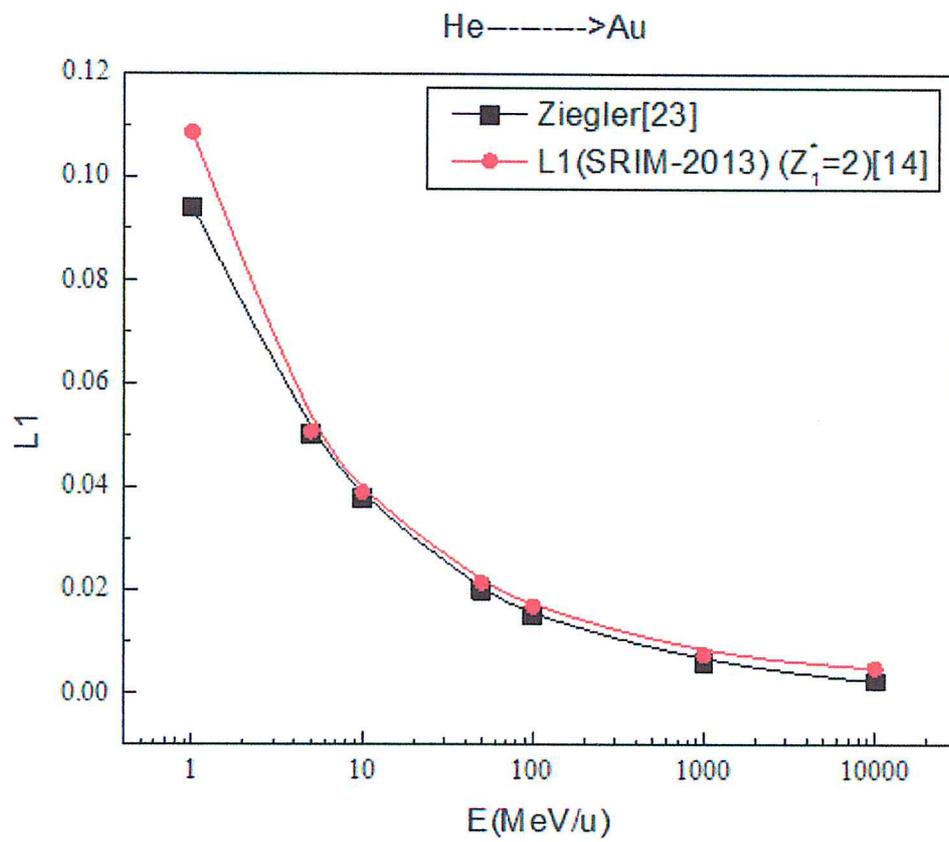


FIG. 3.13: La variation de la correction de Barkas  $L_1$  des ions  ${}^4_2\text{He}$  dans la cible d'or.

TAB. 3.7: Tableau donnant les valeurs de la correction de Barkas L1 pour des Particules Alpha dans une cible d'or

$E_\alpha$ (MeV/u)	$L_0$	$(L_2)_{Bic}$	$S(E)_{SRIM}$	$S(E_\alpha)_{Zie}$	$(L_1)_{Cal}$	$(L_1)_{Zie}$	$Er\%$
1	1.0340	-0.0277	262.1	257.3291	0.10869	0.0942	-15.382
5	2.3470	-0.0060	112.6	112.9509	0.05059	0.0501	-0.978
10	3.0394	-0.0030	72.74	72.8929	0.03896	0.0379	-2.797
50	4.7214	-0.0006	23.75	23.7782	0.02143	0.0199	-7.688
100	5.4009	-0.0003	14.85	14.5940	0.01685	0.0151	-11.589
1000	7.4732	-0.0000	4.812	4.8157	0.00751	0.0059	-27.288
10000	10.3927	-0.0000	5.157	5.1588	0.00497	0.0024	-107.083

### 3.3.3 La correction de Barkas ( $L_1$ ) du ${}^7Li$ :

TAB. 3.8: Tableau donnant les valeurs de la correction de Barkas L1 pour des Particules Lithium dans une cible d'Aluminium.

$E_{Li}$ (MeV/u)	$L_0$	$(L_2)_{Bic}$	$S(E)_{SRIM}$	$S(E_{Li})_{Zie}$	$(L_1)_{Cal}$	$(L_1)_{Zie}$	$Er\%$
1	2.407	-0.0252	1516	1593.894	0.0806( $Z_1^* = 3$ )	0.1301	38.048
1	2.407	-0.0254	1516	1593.894	0.1373( $Z_1^* = 2.91$ )	0.1301	-5.534
5	4.055	-0.0058	524.7	521.4424	0.0540	0.0533	-1.313
10	4.777	-0.0030	309.2	307.5349	0.0397	0.0389	-2.057
50	6.388	-0.0006	87.06	86.69	0.0211	0.0199	-6.030
100	7.031	-0.0003	51.42	51.2158	0.0165	0.0150	-10
1000	9.054	-0.0000	15.79	15.7332	0.0089	0.0059	-50.847
10000	11.865	-0.0000	15.94	15.8889	0.0071	0.0023	-208.696

TAB. 3.9: Tableau donnant les valeurs de la correction de Barkas L1 pour des Particules Lithium dans une cible d'or.

$E_{Li}$ (MeV/u)	$L_0$	$(L_2)_{Bic}$	$S(E)_{SRIM}$	$S(E_{Li})_{Zie}$	$(L_1)_{Cal}$	$(L_1)_{Zie}$	$Er\%$
1	1.0340	-0.0252	579.7	567.4152	0.10476( $Z_1^* = 3$ )	0.0942	-11.206
1	1.0340	-0.0253	579.7	567.4152	0.1067( $Z_1^* = 2.98$ )	0.0942	-13.26
5	2.3470	-0.0058	255.5	256.3678	0.05011	0.0501	-0.104
10	3.0394	-0.0030	164.9	165.2205	0.03871	0.0379	-2.186
50	4.7214	-0.0006	53.61	53.6874	0.02048	0.0199	-3.088
100	5.4009	-0.0003	32.88	32.9168	0.01595	0.0151	-5.948
1000	7.4732	-0.0000	10.83	10.8435	0.00583	0.0059	-2.605
10000	10.3927	-0.0000	11.6	11.61	0.00245	0.0024	-2.631

Nous avons reproduit sur les figures (3.14 et 3.15), nos points obtenus par les équations (3.5 et 1.21), de la correction de Barkas ( $L_1$ ) des particules du lithium dans les deux cibles, en fonc-

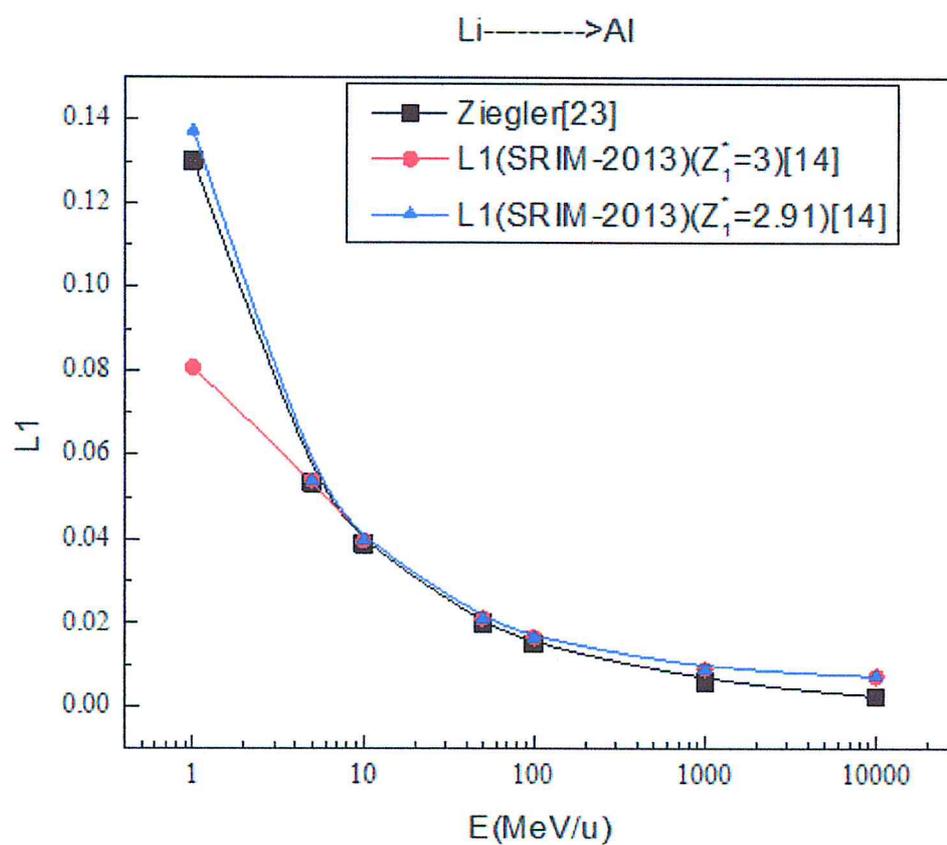


FIG. 3.14: La variation de la correction de Barkas  $L_1$  des ions  ${}^7_3\text{Li}$  dans la cible d'aluminium.

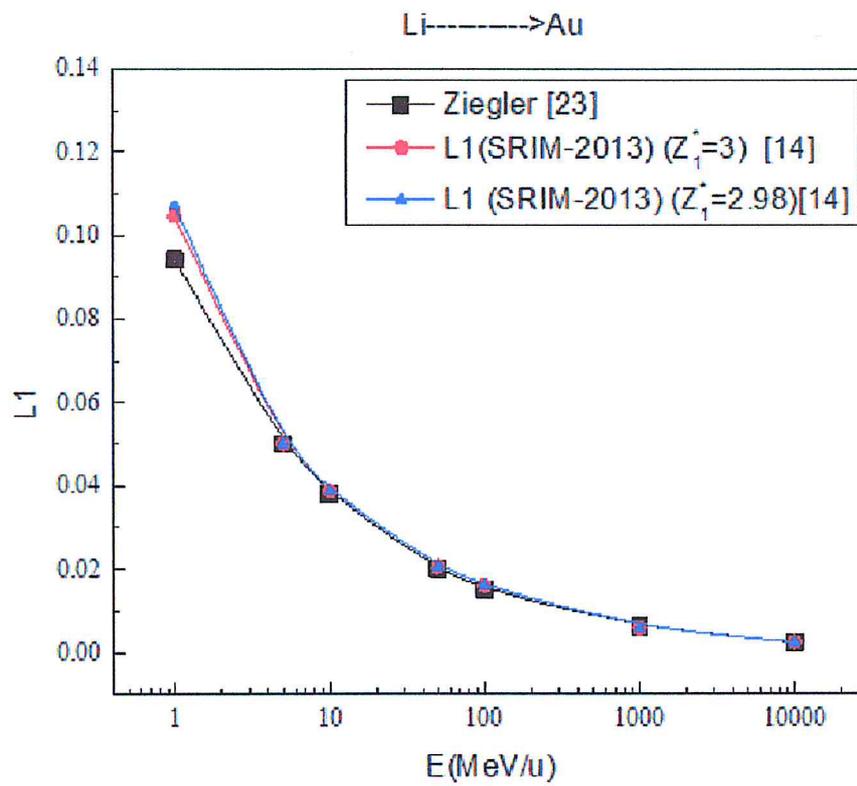


FIG. 3.15: La variation de la correction de Barkas  $L_1$  des ions  ${}^7_3\text{Li}$  dans la cible d'or.

tion de l'énergie. Les valeurs données par les deux expressions sont conformes, principalement dans le domaine d'énergie  $E_{Li}$  de 5 à 100 MeV/u, où l'écart est inférieur à 10 %.

Enfin, on remarque que, malgré dans le cas où l'écart entre  $(L_1)_{cal}$  et  $(L_1)_{Zie}$  augmente, la différence entre  $S(E)_{SRIM}$  et  $S(E)_{Zie}$  diminue. Ce constat nous permet de dire que, pour les hautes vitesses, le pouvoir d'arrêt dépend peu de la correction de Barkas. Nous constatons aussi, qu'en tenant compte de la charge effective  $Z_1^*$  des ions  ${}^4He$  et  ${}^7Li$ , la déviation maximale entre les corrections de Barkas dans l'aluminium est de 5%, pour l'énergie 1 MeV/u, on peut dire que  $L_1(p) \approx L_1(\alpha) \approx L_1(Li)$ . A partir de ces résultats, nous pouvons conclure, que les corrections de Barkas des différents ions dans les deux cibles sont proches dans la gamme d'énergie de 1 à 100 Mev/u ( les ecarts entre  $L_1$  sont inférieures à 15% ).

## Conclusion générale

Dans le cadre de ce travail, nous avons déterminé les paramètres caractérisant le ralentissement des ions ( $^1H, ^4He, ^7Li, ^{16}O$ ) dans les cibles d' $^{27}Al$  et d' $^{179}Au$ , à savoir : le pouvoir d'arrêt  $S(E)$  et la charge effective  $Z_1^*$  à l'échelle de  $Z^4$ , pour des vitesses  $V > 2Z_1V_0$  ( $E > 0.1Z_1^2MeV/u$ , région de Bethe).

Nous avons calculé le pouvoir d'arrêt des particules chargées protons,  $^4He$  et  $^7Li$  en utilisant la formule de Bethe-Bloch modifiée (on a intégré dans cette formule, les corrections  $L_1$  de Barkas et  $L_2$  de Bloch données respectivement par Ziegler [23] et Bichsel [24]) dans les cibles d'aluminium et d'or pour des énergies comprises entre 1 MeV/u et 10 GeV/u. Les valeurs obtenues sont en bon accord avec celles générées par les codes SRIM-2013, PSTAR-ASTAR et MSTAR (figures 3.1 à 3.6) alors qu'elles sont décalées par rapport à celles données par la formule de Bohr .

Nous avons aussi déterminé le paramètre de la charge effective ( $\gamma$ ) des ions ( $^7Li, ^{16}O$ ) dans les deux cibles pour des vitesses relative  $\times sV_r$  comprises entre 3.50 et 305.20. Pour  $^7Li$ , à partir de  $V_r \geq 6.80$ , un accord satisfaisant est trouvé entre les expressions (1.36, charge effective à l'échelle de  $Z^4$ ) et celles données dans les références [25-27] (figure 3.8). Pour  $^{16}O$ , le bon accord correspond à  $V_r \geq 4.02$  et à l'énergie  $E_o \geq 6.4MeV/u$  (figure 3.8).

Nous avons calculé la correction de Barkas ( $L_1$ ) données par les équations (1.21, Ziegler) et (1.35, 3.2, 3.5,  $S(E)$  est donnée par le code SRIM-2013), des ions ( $^1H, ^4He, ^7Li$ ) dans les cibles d' $^{27}Al$  et d' $^{179}Au$ , dans la toute la gamme d'énergie. Un accord acceptable est obtenu entre les valeurs calculées à partir des relations citées plus haut, pour les trois ions dans le domaine d'énergie de 5 MeV/u à 100 MeV/u, c'est ainsi que l'écart maximum est trouvé égale à 10% (tableaux 3.4 à 3.9). Par contre, on constate que la différence est plus importante entre les résultats trouvés par les deux relations 1.21 et 1.35 ( dans l'eqt 1.35,  $S(E)$  est pris à partir du code PSTAR), les courbes sont décalées.

Enfin, on remarque que, malgré dans le cas où l'écart entre  $(L_1)_{cal}$  et  $(L_1)_{Zie}$  augmente, la différence entre  $S(E)_{SRIM}$  et  $S(E)_{Zie}$  diminue. Ce constat nous permet de dire que, pour les hautes vitesses, le pouvoir d'arrêt dépend peu de la correction de Barkas. Nous constatons aussi, qu'en tenant compte de la charge effective  $Z_1^*$  des ions  ${}^4He$  et  ${}^7Li$ , la déviation maximale entre les corrections de Barkas dans l'aluminium est de 5%, pour l'énergie 1 MeV/u, on peut dire que  $L_1(p) \approx L_1(\alpha) \approx L_1(Li)$ . A partir de ces résultats, nous pouvons conclure, que les corrections de Barkas des différents ions dans les deux cibles sont proches dans la gamme d'énergie de 1 à 100 Mev/u ( les écarts entre  $L_1$  sont inférieures à 15% ).

## Annexe A

### Terme de correction de Bloch

$$Z_1^2 L_2 = \psi(1) - \text{Re}\psi(1 + i\frac{k}{2}) \quad \text{Avec} \quad k = \frac{(2Z_1 V_0)}{V} = \frac{(2Z_1 \alpha)}{\beta}$$

Et :

$$\psi(z) = \frac{d}{dz} \ln \Gamma(z) = \frac{(\Gamma(z))'}{\Gamma(z)} \quad \text{" Fonction digamma "}$$

Propriété de fonction digamma [64] :

$$1- \psi(1) = -\gamma = -0.577 \quad \text{" } \gamma : \text{ constante d'Euler "}$$

$$2- \psi(z+1) = -\gamma + \sum_{(n=1)}^{\infty} \frac{z}{(n(n+z))}$$

Donc :

$$\begin{aligned} \psi(1+iy) &= -\gamma + \sum_{(n=1)}^{\infty} \frac{iy}{(n(n+iy))} \quad \text{Avec} \quad y = \frac{k}{2} \\ \psi(1+iy) &= -\gamma + \sum_{(n=1)}^{\infty} \frac{iy}{(n^2+iny)} = -\gamma + \sum_{(n=1)}^{\infty} \frac{(iy(n^2-iny))}{((n^2+iny)(n^2-iny))} \\ \psi(1+iy) &= -\gamma + \sum_{(n=1)}^{\infty} \left( \frac{y^2}{(n^3+ny^2)} + i \frac{y}{(n^2+y^2)} \right) \\ \text{Re}\psi(1+iy) &= -\gamma + y^2 \sum_{(n=1)}^{\infty} \frac{1}{(n(n^2+y^2))} \end{aligned}$$

Donc :

$$\begin{aligned} Z_1^2 L_2 &= \psi(1) - \text{Re}\psi(1 + i\frac{k}{2}) = -\gamma + \gamma - \left[ \frac{k}{2} \right]^2 \sum_{(n=1)}^{\infty} \frac{1}{(n(n^2 + \frac{k^2}{4}))} \\ Z_1^2 L_2 &= - \left[ \frac{k}{2} \right]^2 \sum_{(n=1)}^{\infty} \frac{1}{(n(n^2 + \frac{k^2}{4}))} \end{aligned}$$

-B. Arfken, J. Weber and E. Harris, Mathematical Methods for Physicists. (2013) 611.

## Annexe B

### Le logiciel SRIM :

Dans ce qui suit, nous allons donner un aperçu des expressions utilisées dans le code SRIM, pour le calcul du pouvoir d'arrêt des particules chargées.

Le modèle semi-empirique ZBL, développé par Ziegler et al [34], dans le code TRIM pour le calcul du pouvoir d'arrêt, consiste en la compilation des données expérimentales obtenues du pouvoir d'arrêt électronique des solides pour des particules chargées protons et alpha dans les différents domaines d'énergies.

#### B.1 Pouvoir d'arrêt électronique des protons :

$$S_p = \left\{ \begin{array}{ll} a_1 \frac{S_L S_H}{S_L + S_H} & (0 \leq E \leq 10 \text{KeV}) \\ \frac{a_6}{\beta^2} [\ln(\frac{a_7 \beta^2}{1 - \beta^2}) - \beta^2 - C] & (10 \text{KeV} \leq E \leq 999 \text{KeV}) \\ & (1000 \text{KeV} \leq E) \end{array} \right\}$$

Avec :

$$S_L = a_2 E^{0.45}, \quad \text{l'énergie } E \text{ est en KeV.}$$

$$S_H = \frac{a_3}{E} \ln(1 + \frac{a_4}{E} + a_5 E)$$

$$C = \sum_{(i=1)}^5 a_{7+i} [\ln(E)]^{i-1}$$

#### B.2 Pouvoir d'arrêt électronique des particules $\alpha$ :

$$S_\alpha = \left\{ \begin{array}{ll} a_1 E^{a_2} \frac{S_L S_H}{S_L + S_H} & (E \leq 10 \text{KeV}) \\ & (10 \text{KeV} \leq E \leq 10^4 \text{KeV}) \\ & (E \geq 4 \times 10^4 \text{KeV}) \end{array} \right\}$$

$$S_L = a_1 E^{a_2}$$

$$S_H = \frac{10^3 a_3}{E} \ln(1 + \frac{10^3 a_4}{E} + a_5 \frac{E}{10^3})$$

Le programme TRIM, dans sa version SRIM-2013 [14], intègre la totalité des pouvoirs d'arrêt mesurées jusqu'à 2013, des particules chargées dans les matériaux pour la gamme d'énergie de 1 eV à 10 GeV/u.

Les coefficients  $a_i$  sont donnés dans ICRU Report 49.

- ICRU report 49, Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles, International Commission on Radiation Units and Measurements, (1993).

## Bibliographie

- [1] N. Bohr, *Philos. Mag.* 25, 10 (1913).
- [2] H. A. Bethe, *Ann. Physik* 5 (1930) 325.
- [3] F. Bloch, *Ann. Phys.* 16, 285 (1933).
- [4] J. Lindhard, M. Scharff and Schiott, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selesk*, 33 N° 14(1963).
- [5] P. Sigmund, A. Schinner, *Nucl. Instr. and Meth. B* 195, 64 (2002).
- [6] P.L. Grande and G. Schiwietz, "Impact-Parameter Dependence of the Electronic Energy Loss of Fast Ions", *Phys.Rev. A*58, 3796 (1998).
- [7] G. Schiwietz and P.L. Grande, "A Unitary Convolution Approximation for the Impact-Parameter Dependent Electronic Energy Loss", *Nucl. Instr. and Meth. B*153, 1 (1999).
- [8] G.M de Azevedo, P.L. Grande, and G. Schiwietz, "Impact-Parameter Dependent Energy Loss of Screened Ions", *Nucl. Instr. and Meth. B*164-165, 203-211 (2000).
- [9] P. Sigmund, Communication privée.
- [10] ICRU Report 73, Stopping of Ions Heavier Than Helium, International Commission on Radiation Units and Measurements, *J. ICRU* 5, 1 (2005).
- [11] Grande, P.L. and Schiwietz, G., program CasP, version 4.1 (2008), downloaded from <http://www.hmi.de/people/schiwietz/casp.html>.
- [12] Grande, P.L., Schiwietz, G., program CasP, version 5.2 (2013), downloaded from <http://www.hmi.de/people/schiwietz/casp.html>.
- [13] Stopping-and-Range part of SRIM 2008, version 2008.03 (2008). SRIM 2008 available from <http://www.srim.org>.
- [14] J. F. Ziegler, M. D. Ziegler J.P. Biersack, SRIM-2013 – the Stopping and Range of Ions in Matter, Version 2013.00, code, available from <http://www.srim.org>.

- [15] Paul, H. and Schinner, A., program MSTAR, version 3.12 (2004), <http://www.exphys.jku.at/stopping/>).
- [16] Berger, M.J., Coursey, J.S., Zucker, M.A., Chang, J., 2005. ESTAR, PSTAR, and ASTAR : Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions. Available from : <http://physics.nist.gov/StarS>.
- [17] J. Raisanen, U. Watjen, A. J. M. Plompen and F. Munnik, Nucl. Instr. and Meth. B 118, (1996) 1-6.
- [18] E. Rauhala and J. Raisanen, Nucl. Instr. and Meth. B 24/25, (1987) 362-365.
- [19] J. Raisanen, W. H. Trzaska, T. Alanko, V. Lyapin and L. E. Porter, J. Appl. Phys. 94 (2003) 2080.
- [20] S. Damache, S. Ouichaoui, A. Belhout, A. Medouni and I. Toumert, Nucl. Instr. and Meth. B 225, (2004) 449.
- [21] Leblanc L., Ross G. G. and Wallace W. E, Nucl. Instr. and Meth. B95, (1995) 457.
- [22] L.E. Porter, W. H. Trzaska, J. Raisanen and V. Lyapin, J. Phys. Condens. Matter 16(2004) 7663.
- [23] J. F. Ziegler, Journal of Applied Physics 85, 3 (1999).
- [24] H. Bichsel, Phys. Rev. A 41, 3642 (1990).
- [25] M. Chekirine, H. Ammi, R.K. Choudhury, D.C. Biswas and S. Tobbeche. Nucl. Instr and Meths. B 269, (2011) 3046.
- [26] L.C. Northcliffe, R. F. Schilling, Nucl. Data Tables. A7 (1970) 233.
- [27] J. M. Anthony and W. A. Landford, Phys. Rev. A25 (1982) 1868.
- [28] L.C. Northcliffe, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963) 67.
- [29] J. Lindhard, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, 28 N° 8 (1954).
- [30] S. Mammeri, Thèse de doctorat, USTHB-Alger, 2010.
- [31] E. Rutherford, E. Phil. Mag. 21, 669, (1911).
- [32] M. Born, Z. Phys., 38 (1926) 803.
- [33] U. Fano, Studies in Penetration of Charged Particles in Matters, Nuclear Science Report No. 39 ( U. S. National Academy of Sciences, Washington DC, 1964), pp. 1-338.



- [34] J.F ; Ziegeler, 'Handbook of Stopping Cross Section for Energetic Ions in all Elements ', Pergaman Press, New York (1980; U. Littmark and J.F ; Ziegeler, 'Handbook of range Distributions for Energetic Ions in all Elements', Pergaman Press, New York (1980).
- [35] S. P. Ahlen, Rev. Mod. Phys. 52.1 (1980)121.
- [36] A. Abramowitz and I.A. Stegun (Eds.). Handbook of Mathematical Functions. National Bureau of Standards. Washington, DC, 1964, p. 259.
- [37] U. Fano. Phys. Rev. 72, 26 (1947).
- [38] H. Bichsel, Phys. Rev. A 28 (1983) 1147.
- [39] H. Bichsel, Phys.Rev. A 46 (1992) 5761.
- [40] H. Bichsel, American Institute Physics Handbook (Mc Graw-Hill, New York, 1972), pp, 8-142.
- [41] J. Lindhard and A. Winther, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selesk, 34 N° 4 (1964).
- [42] E. Fermi, Phys. Rev. 57, 485 (1940).
- [43] R.M. Sternheimer, S.M. Seltzer, and M.J. Berger, Phys. Rev. B26, 6067 (1982).
- [44] U. Fano, Phys. Rev. 102, 385 (1956).
- [45] W.H. Barkas, W. Birnbaum and F. M. Smith, Phys. Rev. 101, 778 (1956).
- [46] H. H. Andersen, J. F. Bak, H. Knudsen, P. Moller-Petersen and B. R. Nielsen, Nucl. Instr. and Meth. 140, 357 (1977); H. H. Andersen, J. F. Bak, H. Knudsen and B. R. Nielsen, Phys. Rev. 28. A 16, 1929 (1977); H. H. Andersen, Phys. Scr. 28, 268 (1983). (1998) 109-113.
- [47] N. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk 18, No. 8 (1948); N. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk 24, No. 19 (1948).
- [48] H. Paul, "Stopping power for light ions" [www.exphys.uni-linz.ac.at/stopping](http://www.exphys.uni-linz.ac.at/stopping).
- [49] S. Damache, Thèse de doctorat d'Etat, USTHB-Alger, 2007.
- [50] J. P. Stoquert, A. Amokrane and H. Baumevielle and J. C. Oberlin, Raddiation effects, 60 (1982) 111-117.
- [51] A. Climent-Font, J. Raisanen and E. Rauhala, Nucl. Instr. and Meth. B 136-138, (1998) 109-113.
- [52] E. Rauhala and J. Raisanen, Phys. Rev. 37 (1988) 9249.

- [53] R. Liguori Neto, N. Added and F.A.S. Continho, Nucl. Instr. and Meth. B 161-163, (2000) 159-163.
- [54] H. Ammi, S. Mammeri, M. Chekirine, B. Bouzid and M. Allab, Nucl. Instr. and Meth. B 198, (2002) 5.
- [55] S. Mammeri, H. Ammi, A. Dib, C.A. Pineda-Vargas, S. Ourabah, M. Msimanga, M. Chekirine and A. Guesmia Radiation Physics and Chemistry 81 (2012) 1862–1866.
- [56] Lakhwant Singh and Ravinder Singh, Nucl. Instr. and Meth. B 225, (2004) 478.
- [57] M. Abdesselam, Thèse de doctorat d'Etat, USTHB-Alger, 1994.
- [58] E. Rauhala and J. Raisanen, Nucl. Instr. and Meth. B 35, (1988) 130-134.
- [59] H. Ammi, Thèse de doctorat d'Etat, USTHB-Alger, 2007.
- [60] H. Ammi, M. Chekirine and A. Adjerad. Radiat. Meas. 28, (1997) 15.
- [61] M. Chekirine and H. Ammi. Radiat. Meas. 30, (1999) 131.
- [62] C. Angulo, Th. Delbar, J. S. Graulich and P. Leleux. Nucl. Instr. and Meth. B 170, (2000) 21.
- [63] H. Ammi, M. Chekirine and M. Allab. Radiat. Meas. 32, (2000) 83.

