

République algérienne démocratique et populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
Université Saad Dahleb Blida 1



Faculté des sciences
Département de physique

Mémoire de fin d'étude
Pour l'obtention du diplôme de Master en Physique

Option : Physique des rayonnements

Thème :

*La contribution de la correction de couches des cibles
 $^{64}_{30}\text{Zn}$, $^{84}_{36}\text{Kr}$, $^{107}_{47}\text{Ag}$ dans le calcul du pouvoir d'arrêt des
particules chargées ^1H , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl pour des
vitesses $V \geq V_0 Z_1^{2/3}$.*

Présenté par :

Branine Yasmina
Hamadouche rofaïda

Soutenu le 29/09/2021, devant le jury composé de :

Mr. M. Benrekia	Maître assistant-A	U.S.D.B 1	Président
Mr. A. Mouzali	Maître de conférences-B	U.S.D.B 1	Examineur
Mr. M. Chekirine	Maître de conférences-B	U.S.D.B 1	Encadreur
M ^{lle} . S. Foul	Doctorante	U.S.D.B 1	Co-Encadreur

Blida 1-2020/2021-

Dédicaces

Ce projet de fin d'étude est dédié.....

-Etudiante : yasmina

Ce projet de fin d'étude, est dédié à mes parents bien-aimés et chers, Mohamed et Aicha, pour exprimer l'étendue de mon respect, mon amour sincère et mon appréciation pour eux.

Je vous remercie pour vos soins et votre soutien pour moi depuis ma naissance, chaque étape et chaque succès ont été grâce à vos prières et bénédictions, je remercie Dieu pour cette bénédiction des parents. Que Dieu vous protège et vous offre santé, longue vie et bonheur.

A mes chers et merveilleux frères et sœurs, je vous aime et je vous souhaite bonheur, réussite, santé, et que Dieu le tout puissant vous protège et vous fournisse, ainsi qu'à mon mari Abderrezzaq qui m'a soutenu dans mon chemin universitaire.

A mes filles Ouarda, Ikhlas et Sanaa que Dieu le tout-puissant en fasse la prunelle de nos yeux et que Dieu préserve ma famille et les perpétue avec santé, bénédiction et succès.

A mes chers petits neveux et nièces que Dieu le tout-puissant les protège et les aide à réussir dans leur vie, ainsi qu'à tous mes amis.

- Etudiante : Rofaida

A mes chers parents Rachid et Atika et ma chère grand- mère décédée, pour tous leurs sacrifices, leurs amours, leurs tendresses, leurs soutiens et leurs prières tout au long de mes études.

A mes chères sœurs Zineb, Amira et Hayet pour leurs encouragements permanents, et leurs soutiens moraux.

A tout ma famille pour leur soutien tout au long de mon parcours universitaire.

A toutes mes amies.....

Remerciements

On remercie tout d'abord «Dieu» de nous avoir donné santé, courage, et volonté d'entamer et de finir ce mémoire.

Ce travail a été réalisé au laboratoire de physique théorique et de l'interaction Rayonnement-Matière à l'université de Blida 1.

Nous tenons à exprimer notre sincère reconnaissance et notre gratitude au directeur de mémoire en l'occurrence monsieur Chekirine Mamoun, maître de conférences-B, pour la qualité de son encadrement et sa bienveillance, ses compétences professionnelles, ses expériences fructueuses, la perfection sur laquelle il insiste dans son travail, ainsi que son soutien, le contenu de ses conseils et sa disponibilité durant nous préparation de ce mémoire. Qu'il trouve ici mes sincères remerciements.

Monsieur Benrekia M'hamed, maître assistant-A, nous vous remercions de nous avoir donné l'honneur d'accepter la présidence de ce jury. Veuillez trouver ici le témoignage de notre gratitude et notre profond respect.

Nous tenons également à remercier de vive voix monsieur Mouzali Aziz, maître de conférences-B, d'avoir accepté d'évaluer ce travail, et qu'il trouve l'expression de notre reconnaissance.

Enfin, nous remercions tous nos professeurs qui ont contribué à notre formation pour l'obtention du diplôme de master.

TABLE DES MATIÈRES

Introduction générale.....	1
Chapitre I. Ralentissement des particules chargées dans la matière.....	3
I.1. Introduction.....	3
I.2. Les principaux paramètres qui caractérisent le ralentissement des particules chargées.....	3
I.3. Théories du pouvoir d'arrêt.....	4
3.1. Introduction.....	4
3.2. Pouvoir d'arrêt électronique.....	5
a. Le régime de basses vitesses $\left(v \ll Z_1^{2/3} v_0 \right)$	6
b. Le régime des vitesses intermédiaires $\left(v \approx Z_1^{2/3} v_0 \right)$	6
c. Le régime des vitesses élevées $\left(v \gg Z_1^{2/3} v_0 \right)$	7
3.3. L'approche classique de Bohr du pouvoir d'arrêt.....	7
3.4. L'approche quantique de Bethe.....	11
3.5. Calcul du pouvoir d'arrêt par la théorie de Bethe-Bloch	12
3.6. Correction de l'effet densité $\delta/2$	13
3.7. Correction des couches atomiques C/Z_2	13
3.8. Correction de Barkas $Z_1 L_1$	14
3.9. Correction de Bloch $Z_1^2 L_2$	14
3.10. Pouvoir d'arrêt des composés (relation de Bragg).....	15
Chapitre II. Correction de couches et charge effective.....	16
II.1. Introduction.....	16
II.2. Corrections des couches atomiques.....	16
2.1. Corrections des couches atomiques K et L.....	16
2.2. Corrections des couches atomiques M, N et O-P.....	20
II.3. La charge effective	22

3.1. Généralités.....	22
3.2. Définition de la charge effective.....	24
3.3. Expression de la charge effective.....	25
3.4. Expression du pouvoir d'arrêt $S(E,Z_1)$ indépendamment de la correction des couches.....	26
Chapitre III. Présentation et discussion des résultats obtenus des corrections de couches des cibles $^{64}_{30}\text{Zn}$, $^{84}_{36}\text{Kr}$, $^{107}_{47}\text{Ag}$ et du pouvoir d'arrêt des ions incidents ^1H, ^{16}O, ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{32}S, ^{35}Cl.....	28
III.1. Introduction.....	28
III.2. Présentation et discussion des résultats obtenus des corrections de couches des cibles $^{64}_{30}\text{Zn}$, $^{84}_{36}\text{Kr}$, $^{107}_{47}\text{Ag}$ et du pouvoir d'arrêt des ions incidents ^1H , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl	28
III.3. La correction des couches atomiques des cibles $^{64}_{30}\text{Zn}$, $^{84}_{36}\text{Kr}$, $^{107}_{47}\text{Ag}$	28
3.1. La correction des couches atomiques de la cible $^{64}_{30}\text{Zn}$	29
3.2. La correction des couches atomiques de la cible $^{84}_{36}\text{Kr}$	30
3.3. La correction des couches atomiques de la cible $^{107}_{47}\text{Ag}$	31
III.4. La charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions incidents ^1H , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl dans les cibles $^{64}_{30}\text{Zn}$, $^{84}_{36}\text{Kr}$, $^{107}_{47}\text{Ag}$	33
4.1. La charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions incidents ^1H , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl dans la cible $^{64}_{30}\text{Zn}$	33
4.2. La charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions incidents ^1H , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl dans la cible $^{84}_{36}\text{Kr}$	37
4.3. La charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions incidents ^1H , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl dans la cible $^{107}_{47}\text{Ag}$	40
III.5. La contribution de la correction des couches dans le calcul du pouvoir d'arrêt des ions incidents ^1H , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl dans les cibles $^{64}_{30}\text{Zn}$, $^{84}_{36}\text{Kr}$, $^{107}_{47}\text{Ag}$	44
III.6. Calcul du pouvoir d'arrêt des ions indépendamment des corrections de couches.....	47
Conclusion générale.....	51
Références.....	53

La liste des abréviations

SRIM : Stopping and Range of Ions in Matter

CasP : Convolution approximation for swift Particles

ICRU : International Commission on Radiation Units

ASTAR : Alpha Stopping and Range

PSTAR : Proton Stopping and Range

MSTAR : More stopping and Range

ملخص

تعتمد صيغة Bethe-Bloch المعدلة على عدة مصطلحات تصحيحية ، وأهمها بلا شك تصحيح الطبقات خاصة لطاقات قليلة من MeV/u والتي يمكن أن تتجاوز مساهمتها 10% من قوة التوقف. تؤثر حالة شحن الأيونات أيضًا على هذا الأخير ; خاصة الأيونات الثقيلة بسرعات متوسطة $V_0 Z_1^{2/3} \geq V \geq 2Z_1 V_0$. في العمل الحالي، قمنا بحساب تصحيحات الطبقة للأهداف $^{64}_{30}\text{Zn}$, $^{84}_{36}\text{Kr}$, $^{107}_{47}\text{Ag}$ ، الشحنة الفعالة وقوة إيقاف أيونات ^1H , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl في نطاقات تتراوح من 1 إلى 100 MeV/u . قمنا أيضًا بتقييم مساهمة تصحيحات الطبقة واختبرنا صحة علاقة قوة الإيقاف مستقلا عن تصحيح الطبقات. قيم قوة الإيقاف لـ ^1H , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl تم مقارنتها مع تلك الناتجة عن برامج الحساب 2013-SRIM، PSTAR، وMSTAR وCasP. في هذه الدراسة وجدنا أن مساهمة تصحيحات الطبقة يمكن أن تصل إلى 14% من قوة الإيقاف خاصة للأهداف المتوسطة والثقيلة خاصة عند طاقات قليلة من MeV/u . أخيرًا، طبقنا علاقة قوة الإيقاف مستقلة عن تصحيح الطبقات لتحديد قوة الإيقاف لأيونات ^{16}O , ^{28}Si في الأهداف $^{64}_{30}\text{Zn}$, $^{107}_{47}\text{Ag}$. تمت مقارنة النتائج التي تم الحصول عليها مع تلك الواردة في برامج الحساب 2013-SRIM وMSTAR وCasP والنتائج التجريبية.

Abstract

The modified Bethe-Bloch formula depends on several corrective terms; the most important of these is undoubtedly the shell correction especially for energies of a few MeV/ u and whose contribution can exceed 10% of the stopping power. The charge state of the incident ions also influences in this latter, particularly heavy ions at intermediate speeds $2Z_1V_0 \geq V \geq V_0Z_1^{2/3}$. In the present work, we calculated the shell corrections of the targets ${}^{64}_{30}\text{Zn}$, ${}^{84}_{36}\text{Kr}$, ${}^{107}_{47}\text{Ag}$, the effective charge and the stopping power of the ${}^1\text{H}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{35}\text{Cl}$ ions at energies ranging from 1 to 100 MeV/ u. We also evaluated the shell corrections and tested the validity of the equation of stopping power independent of Shell corrections. The stopping power values of the ${}^1\text{H}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{35}\text{Cl}$ ions in the targets ${}^{64}_{30}\text{Zn}$, ${}^{84}_{36}\text{Kr}$, ${}^{107}_{47}\text{Ag}$ were compared to those generated by the SRIM- 2013, PSTAR, MSTAR and CasP calculation codes. In this study, we found that the contribution of the shell corrections could reach 14% of stopping power especially for medium and heavy targets especially at energies of a few MeV/ u. Finally, we applied the expression of stopping power independent of Shell corrections for the determination of the stopping power of ${}^{16}\text{O}$, ${}^{28}\text{Si}$ ions in the targets ${}^{64}_{30}\text{Zn}$, ${}^{107}_{47}\text{Ag}$. The results obtained were compared with those given by the codes SRIM-2013, MSTAR, CasP and experimental results.

Résumé

La formule de Bethe-Bloch modifiée dépend de plusieurs termes correctifs, le plus important de ces derniers est sans doute la correction de couches surtout pour des énergies incidentes de quelques MeV/u et dont la contribution peut dépasser les 10% du pouvoir d'arrêt. L'état de charge des ions incidents influe aussi sur ce dernier particulièrement les ions lourds aux vitesses intermédiaires $2Z_1V_0 \geq V \geq V_0Z_1^{2/3}$. Dans le présent travail, nous avons calculé les corrections de couches des cibles ${}^{64}_{30}\text{Zn}$, ${}^{84}_{36}\text{Kr}$, ${}^{107}_{47}\text{Ag}$, la charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions ${}^1\text{H}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{35}\text{Cl}$ aux énergies comprises de 1 à 100 MeV/u en utilisant la formule de Bethe-Bloch modifiée. Nous avons aussi évalué la contribution des corrections des couches et testé la validité de la relation du pouvoir d'arrêt indépendamment de la correction de couches. Les valeurs du pouvoir d'arrêt des ions ${}^1\text{H}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{35}\text{Cl}$ dans les cibles ${}^{64}_{30}\text{Zn}$, ${}^{84}_{36}\text{Kr}$, ${}^{107}_{47}\text{Ag}$ ont été comparées à celles générées par les codes de calcul SRIM- 2013, PSTAR, MSTAR et CasP. Dans cette étude, nous avons trouvé que la contribution des corrections de couches pouvait atteindre les 14% du pouvoir d'arrêt surtout pour les cibles moyennes et lourdes particulièrement aux énergies de quelques MeV/u. Enfin, nous avons appliqué l'expression du pouvoir d'arrêt indépendamment de la correction de couches pour la détermination du pouvoir d'arrêt des ions ${}^{16}\text{O}$, ${}^{28}\text{Si}$ dans les cibles ${}^{64}_{30}\text{Zn}$, ${}^{107}_{47}\text{Ag}$. Les résultats obtenus ont été comparés avec ceux donnés par les codes SRIM- 2013, MSTAR, CasP et les résultats expérimentaux.

Introduction générale

Introduction générale

Le ralentissement des particules chargées énergétiques dans la matière s'accompagne d'une dissipation de leur énergie essentiellement par chocs coulombiens avec les électrons du milieu ralentisseur. A cause du caractère statistique de ces chocs, la perte d'énergie du faisceau incident est distribuée autour d'une valeur moyenne $\langle \Delta E \rangle$. Pour une perte d'énergie relative $(\Delta E/E)$ de l'ordre de 5 à 20 %, cette distribution est généralement Gaussienne [1]. Elle permet d'évaluer la perte d'énergie par unité de parcours ou pouvoir d'arrêt du milieu.

Les mesures des pouvoirs d'arrêts sont d'un grand intérêt d'un point de vue fondamental car elles sont indispensables pour la compréhension des phénomènes liés à l'interaction des particules chargées avec la matière. Elles fournissent d'importantes informations concernant les propriétés physiques des matériaux traversés en vue de leur application dans les différents domaines tels que : la physique médicale (la radiothérapie), la physique nucléaire, la radioprotection, l'implantation ionique.

Plusieurs approches théoriques ont été développées pour prédire les pouvoirs d'arrêts des ions légers et lourds dans la matière. Les travaux les plus connus, nous les devons à Bohr [2,3], Bethe [4], Bloch [5], Lindhard [6,7] et récemment Sigmund-Schinner [8] ainsi que Grande-Schiwietz [9-11]. Le grand nombre de tabulations semi-empiriques et données expérimentales disponibles permet d'évaluer le pouvoir d'arrêt avec une précision acceptable et de tester la validité des différentes théories correspondantes. Les valeurs du pouvoir d'arrêt calculées à travers les modèles théoriques et semi-empiriques sont générées par les codes PASS [12], CasP [13], SRIM-2013 [14], PSTAR, ASTAR et MSTAR [15].

Dans le présent travail, nous utilisons la formule de Bethe-Bloch modifiée pour le calcul du pouvoir d'arrêt des ions incidents 1H , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl dans les cibles $^{64}_{30}Zn$, $^{84}_{36}Kr$, $^{107}_{47}Ag$ aux énergies $1 MeV/u \leq E \leq 100 MeV/u$. Cette formule dépend de plusieurs termes correctifs, le plus important de ces termes est sans doute la correction de couches surtout pour des énergies de quelques MeV/u et dont la contribution peut atteindre les 10% du pouvoir d'arrêt [16]. L'état de charge des ions incidents influe aussi sur ce dernier particulièrement les ions lourds aux vitesses intermédiaires $2Z_1V_0 \geq V \geq V_0Z_1^{2/3}$. Dans le but de retrouver les valeurs des corrections de couches atomiques des cibles $^{64}_{30}Zn$, $^{84}_{36}Kr$, $^{107}_{47}Ag$, nous adoptons l'expression de Ziegler [17], l'approche théorique de Walske-Bichsel [18-21] et la formule de Bethe-Bloch. En ce qui concerne la charge effective des ions incidents, nous utilisons dans nos calculs la relation donnée dans la référence [21]. La

contribution de ces deux termes va améliorer la précision du pouvoir d'arrêt et permettra une meilleure comparaison avec les codes cités ci-dessus.

Le premier chapitre, nous le consacrons au ralentissement des particules chargées dans la matière, par un rappel sur les théories classique de Bohr et quantique de Bethe. Nous présentons l'extension du modèle de Bethe communément appelée "théorie de Bethe-Bloch modifiée", en introduisant les différentes corrections apportées à ce dernier.

Au second chapitre, on définit les deux termes les plus importants qui interviennent dans le calcul du pouvoir d'arrêt à savoir, la correction de couches atomiques (K, L, M, \dots) de la cible et la charge effective de l'ion incident. Nous donnons leurs expressions et celle de Bethe-Bloch légèrement modifiée (indépendante de la correction de couches).

Enfin, le dernier chapitre est dédié à la présentation et à la discussion des résultats obtenus des corrections de couches des cibles ${}^{64}_{30}\text{Zn}$, ${}^{84}_{36}\text{Kr}$, ${}^{107}_{47}\text{Ag}$ et du pouvoir d'arrêt des ions ${}^1\text{H}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{35}\text{Cl}$. Nous comparons les valeurs trouvées de ce dernier avec celles données par les codes de calcul PSTAR, ASTAR, MSTAR, SRIM-2013, et CasP.

Chapitre I

Ralentissement des particules chargées dans la matière

I.1 Introduction

Niels Bohr fut le premier à élaborer une théorie classique du pouvoir d'arrêt des particules chargées dans la matière en introduisant la structure atomique et en considérant la collision comme un transfert d'énergie entre le projectile et les électrons du milieu ralentisseur.

Par la suite, Hans Bethe [4] a élaboré les équations fondamentales du ralentissement des ions énergétiques dans la matière en utilisant un traitement quantique basé sur l'approximation de Born au premier ordre (PWBA)[24]. Cette approche quantique est à la base du calcul du pouvoir d'arrêt pour les particules chargées. Enfin, Bloch [5] a développé une autre formulation du pouvoir d'arrêt, reliant le calcul quantique de Bethe au traitement classique de Bohr.

Dans ce chapitre, nous proposons de faire un rappel sur les théories de Bohr [2,3], Bethe [4] et Bethe-Bloch [6], 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.

I.2 Les principaux paramètres qui caractérisent le ralentissement des particules chargées

Les grandeurs pertinentes de l'interaction ion- matière permettant de caractériser le phénomène du ralentissement de particules chargées d'énergie E dans un matériau d'épaisseur X , sont :

- Le pouvoir d'arrêt $(-dE/dX)$, qui dépend notamment des sections efficaces de collisions élastiques et inélastiques.
- La fluctuation de la perte d'énergie (δE) (straggling en énergie).
- Le potentiel d'ionisation et d'excitation moyen I , qui caractérise le milieu traversé.
- Le parcours projeté (R_p) de l'ion dans la matière traversée, qui dépend de la vitesse de l'ion.

I.3. Théories du pouvoir d'arrêt

I.3.1. Introduction

Une particule se déplaçant dans un milieu va perdre son énergie par une combinaison de chocs élastiques et inélastiques avec les noyaux et électrons du milieu. En première approximation, le pouvoir d'arrêt des ions est la somme des pertes d'énergies nucléaire et électronique, lors de collisions élastiques et inélastiques, considérées comme indépendantes.

Le pouvoir d'arrêt ($-\frac{dE}{dX}$), est défini comme étant la quantité d'énergie déposée par unité de longueur par l'ion projectile traversant une cible, C'est une grandeur physique fondamentale qui caractérise le ralentissement des particules chargées énergétiques dans la matière.

Le pouvoir d'arrêt des particules chargées énergétiques dans la matière a été étudié dès le début du siècle et divers modèles théoriques ont été proposés par plusieurs auteurs : Bohr [2,3], Bethe [4], Bloch [5], Lindhard [6,7], Sigmund-Schinner [8] et Grande-Schiwietz [9-11]. Actuellement, le grand nombre de tabulations semi-empiriques et données expérimentales disponibles permet d'évaluer le pouvoir d'arrêt avec une précision acceptable et de tester la validité des différentes théories correspondantes. Les valeurs du pouvoir d'arrêt calculées à travers les références [8] et [9-11] sont générées respectivement par les programmes PASS [12] (les valeurs calculées par le code PASS sont données dans ICRU-73) et CasP [13]. Ziegler, Helmut Paul et Berger ont développés respectivement des approches semi-empiriques qui sont présentées sous forme de codes de calculs à savoir SRIM [14], MSTAR [15].

Lorsqu'une particule chargée énergétique pénètre dans un matériau, elle interagit avec les atomes du milieu ralentisseur, et est ralentie selon deux mécanismes :

a) Le cas d'une collision « inélastique », l'interaction se fait par le biais de la force coulombienne entre la particule incidente chargée et les électrons atomiques de la cible. Ce mode d'interaction, implique des excitations et des ionisations des atomes cibles, engendre une perte d'énergie de l'ion projectile, appelée "perte d'énergie électronique".

b) Le cas des collisions « élastiques », qui se traduisent par des transferts d'énergies coulombiennes du projectile vers les noyaux atomiques du matériau cible. Ce type d'interaction donne lieu à ce que l'on appelle communément "pertes d'énergies nucléaires".

L'importance relative de ces deux mécanismes d'interaction dépend de la vitesse du projectile et de son état de charge, ainsi que des propriétés de la cible de matière traversée (nature, nombre atomique, densité). 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.

Aux énergies utilisées dans ce travail ($E \geq 1 \text{ MeV/u}$), seul le pouvoir d'arrêt électronique est prépondérant.

I.3.2 Pouvoir d'arrêt électronique

Le ralentissement des particules chargées énergétiques se traduit par une perte d'énergie due à des collisions avec les électrons atomiques du milieu. L'énergie transférée aux électrons est faible par rapport à l'énergie cinétique de la particule incidente. L'excitation et l'ionisation des électrons atomiques sont responsables de la perte d'énergie électronique.

L'ion incident passe par divers états de charge ; lors de son parcours dans le matériau l'ion est partiellement ionisé (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 moyenne des électrons des atomes-cibles. Adoptons comme référence, la vitesse relative du projectile V_r d'un électron atomique.

$$V_r = \frac{V}{V_0} Z_1^{-\frac{2}{3}} \quad (V_0 = \frac{e^2}{\hbar} = \frac{c}{137} \text{ Correspondant à des particules d'énergies de } 25 \text{ keV/u, } c$$

étant la vitesse de la lumière et Z_1 est le numéro atomique de l'ion incident), nous pouvons distinguer trois principales régions de vitesses différents (figure. I-1) [25].

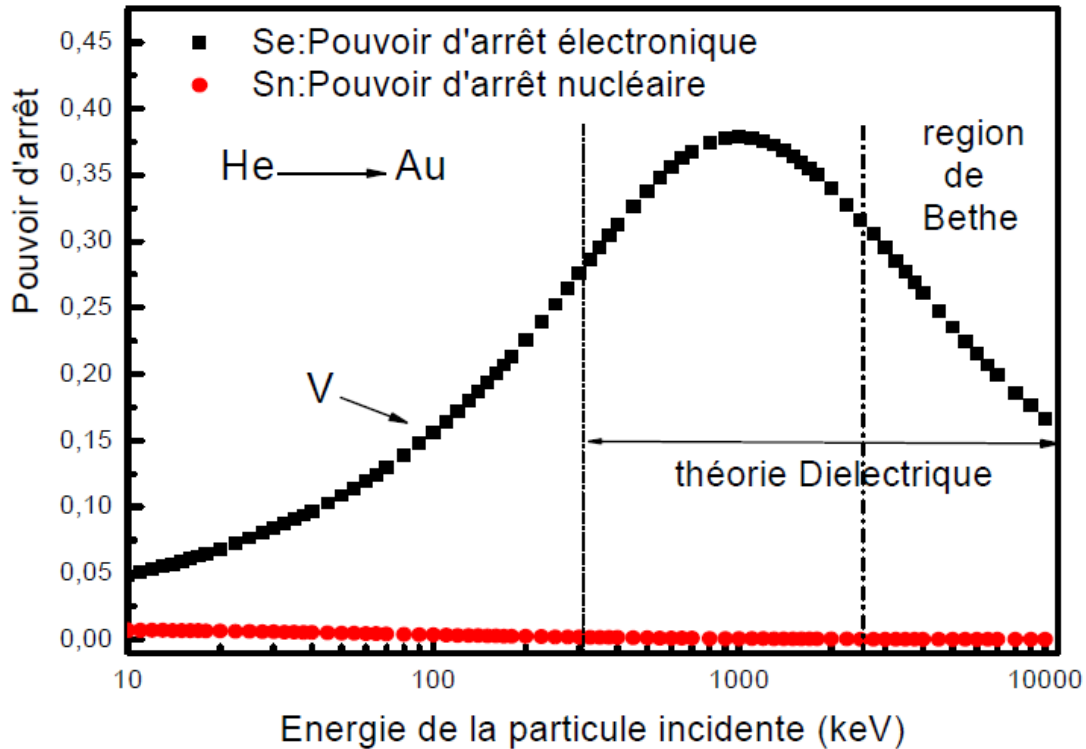


Figure. I-1 : Variation du pouvoir d'arrêt en fonction de l'énergie du projectile [25].

a) **Le régime de basses vitesses** $\left(V \ll V_0 Z_1^{\frac{2}{3}} \right)$:

A mesure que la vitesse V diminue, l'état de charge de la particule incidente se réduit, les nuages électroniques des deux partenaires (projectile-cible) se recouvrent, et un réarrangement des niveaux d'énergie électroniques a lieu au cours de l'interaction. Seuls les électrons faiblement liés de la cible contribuent à la perte d'énergie de l'ion. Dans ce cas, le pouvoir d'arrêt électronique est proportionnel à la vitesse V , et le ralentissement est décrit par la théorie de Lindhard-Sharff [6] et de Firsov [26].

b) **Le régime des vitesses intermédiaires** $\left(V \approx V_0 Z_1^{\frac{2}{3}} \right)$:

Dans cette gamme d'énergie, les sections efficaces d'interaction des différents processus atomiques sont proches 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 [6]. 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 $V \geq V_0 Z_1^{\frac{2}{3}}$.

c) **Le régime des vitesses élevées** $\left(V \gg V_0 Z_1^{\frac{2}{3}} \right)$:

Où l'ion projectile est totalement ionisé et peut être assimilé, avec une bonne précision, à une charge ponctuelle $Z_1 e$. Cette région d'énergie, qui est dominée par les processus d'excitation et d'ionisation des électrons cibles, est relativement assez bien décrite par la théorie quantique de Bethe.

Deux théories ont été présentées pour évaluer la perte d'énergie électronique d'une particule en collision avec une cible : L'approche classique de Bohr [2,3] qui dépend du paramètre d'impact et l'approche quantique de Bethe [4] qui dépend du transfert de l'impulsion de la particule aux électrons de la cible.

Les ions que nous utilisons dans cette étude sont des ions rapides (1H , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl) qui traversent des cibles $^{64}_{30}Zn$, $^{84}_{36}Kr$, $^{107}_{47}Ag$; le ralentissement de l'ion projectile par interaction avec les électrons de la cible correspond à un pouvoir d'arrêt électronique. 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).

I.3.3. L'approche classique de Bohr du pouvoir d'arrêt

L'application de la mécanique classique ou de la mécanique quantique pour décrire l'interaction avec les électrons du milieu ralentisseur dépend du paramètre **η introduit en 1948 par Bohr**, appelé communément "paramètre de Bohr", qui est défini comme étant le rapport de la distance minimale d'approche b et le longueur d'onde de Broglie λ . Selon ce dernier, les notions de trajectoire classique et du paramètre d'impact cessent d'être valides dès que le diamètre classique de collision est petit ou du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de Broglie associée à la particule fictive, formée par le système électron cible-ion projectile. Dans le cas de la collision ion-électron où les expressions du diamètre classique de collision b (distance minimale d'approche), et de la longueur d'onde de la particule fictive λ , sont donnés par :

$$\mathbf{b} = \frac{2Z_1 e^2 (M_1 + m)}{M_1 m v^2}, \quad \lambda = \frac{h}{m v} \quad (\text{I-1})$$

Avec : m la masse de l'électron.

Il est donné, dans le cas où la masse de l'électron est négligeable devant celle de l'ion projectile (M_1), par la relation :

$$\eta = \frac{b}{\lambda} = 2Z_1 \frac{e^2}{\hbar V} = 2Z_1 \frac{V_0}{V} = 2Z_1 \frac{e^2 c}{\hbar c V} = 2Z_1 \frac{\alpha}{\beta} \quad (\text{I-2})$$

Où : $\alpha = 1/137$ et $\beta = v/c$ sont respectivement la constante de structure fine et la vitesse relative de l'ion projectile (c est la vitesse de la lumière).

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

- 1) Pour les valeurs de η 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 η 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 un faisceau de particules chargées d'énergie E traversant une cible d'épaisseur ΔX supposée au repos dans le système du laboratoire (expérience de transmission, Fig. I.2).

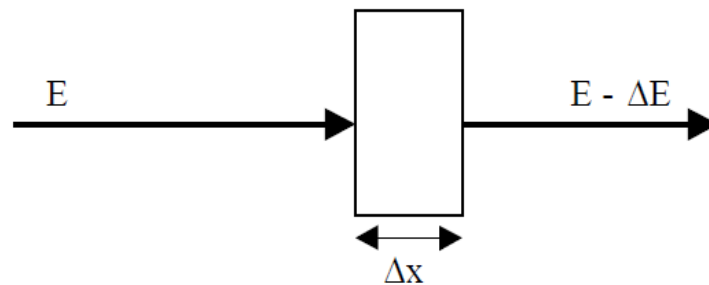


Fig. I.2: Définition de la perte d'énergie.

Au cours du ralentissement, plusieurs types de collisions peuvent avoir lieu induisant des pertes d'énergie comprises dans les intervalles d'énergie respectifs: $(T_1, T_1 + dT_1)$, $(T_2, T_2 + dT_2)$ $(T_i, T_i + dT_i)$.

Pour des transferts d'énergie T_i discrets, l'énergie moyenne globale perdue dans la cible s'obtient par la sommation de tous les transferts induits au cours des différents chocs, soit:

$$\langle \Delta E \rangle = \sum_i p_i T_i \quad (\text{I-3})$$

Dans cette dernière relation p_i représente la probabilité de transfert d'une énergie comprise entre T_i et $T_i + dT_i$.

Dans le cas des transferts d'énergie dans des états continus, cette expression devient :

$$\langle \Delta E \rangle = \int T dp$$

Où : dp représente la probabilité de transférer une énergie entre T et $T+dT$.

Si une cible d'épaisseur Δx contient une densité N atomes cibles par unité de volume, la probabilité dp s'écrira :

$$dp = N \Delta x \cdot d\sigma \quad (I-4)$$

$$\langle \Delta E \rangle = \int T dp = N \Delta x \int T d\sigma \quad (I-5)$$

On définit la perte d'énergie par unité de longueur :

$$\frac{dE}{dX} = \lim_{\Delta X \rightarrow 0} \frac{\Delta E}{\Delta X}$$

D'où:
$$\frac{dE}{dX} = N \int T d\sigma \quad (I-6)$$

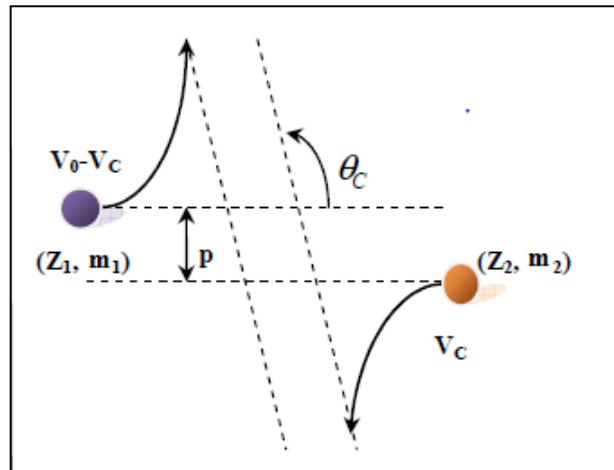


Figure. I.2 : Diffusion d'une particule (m_1, Z_1) par une cible (m_2, Z_2) dans le système du centre de masse [27].

La relation entre l'angle de diffusion, le paramètre d'impact P et la distance minimale d'approche b dans une interaction coulombienne entre les deux particules s'écrit:

$$\tan \frac{\theta_c}{2} = \frac{b}{2P} \quad (I-7)$$

Où : $b = \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{\mu V^2}$ et $\mu = \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)}$ est la masse réduite.

La section efficace différentielle de diffusion coulombienne [28], est donnée par :

$$d\sigma = \frac{d\sigma(T)}{dT} dT = 2\pi p dp = \pi \frac{b^2 T^{max}}{4T^2} dT \quad (I-8)$$

Avec :
$$T = \frac{4m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} E_1 \sin^2 \left(\frac{\theta_c}{2} \right) = T^{max} \sin^2 \left(\frac{\theta_c}{2} \right) \quad (I-9)$$

T est l'énergie cinétique transférée à la cible.

La perte d'énergie par unité de longueur peut être déduite de la relation (I-6).

$$\frac{dE}{dX} = N \int_{T^{min}}^{T^{max}} T d\sigma = 2\pi N \frac{Z_2^2 Z_1^2 e^4}{m_2 V^2} \int_{T^{min}}^{T^{max}} \frac{dT}{T} \quad (I-10)$$

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 ($\theta_c = 180^\circ$).

Dans le cas d'une diffusion sur un électron cible ($m_2 = m_e$, $Z_2 = -1$) $m_1 \gg m_e$: $T_{max} = 2m_e V^2$, (m_e étant la masse de l'électron et V la vitesse du projectile). L'expression (I-10) s'écrit en fonction du paramètre d'impact P :

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right) = 2\pi \frac{NZ_2^2 Z_1^2 e^4}{m_e V^2} \int_0^{p_{max}} \frac{2p dp}{p^2 + \left(\frac{b}{2}\right)^2} \quad (I-11)$$

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

Le pouvoir d'arrêt donné par Bohr est :

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right) = 4\pi \frac{NZ_2 Z_1^2 e^4}{m_e V^2} L n \left(\frac{m_e V^3}{Z_1 e^2 \langle \omega \rangle} \right) \quad (I-12)$$

Où : $\langle \omega \rangle$ représente la pulsation moyenne des électrons atomiques sur leurs orbites et N est remplacé par NZ_2 .

Cette approche est similaire de celle de la théorie des oscillateurs harmoniques de Bohr qui décrit les électrons atomiques par des oscillateurs harmoniques liés à leur noyau. Dans cette deuxième approche, il se rend compte que les effets de liaisons électroniques sont essentiels pour un traitement correct de la perte d'énergie. Il suggère l'existence d'un paramètre d'impact intermédiaire P_0 et réalise un calcul plus rigoureux en considérant séparément les collisions proches ($P < P_0$) des collisions lointaines ($P > P_0$).

Bohr obtient ainsi le pouvoir d'arrêt total $\left(\frac{dE}{dX}\right)$ en additionnant les deux contributions $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{cp}$ (collisions proches) et $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{cl}$ (collisions lointaines). Son résultat est donné par l'expression suivante:

$$\left(\frac{dE}{dX}\right) = \left(\frac{dE}{dX}\right)_{cp} + \left(\frac{dE}{dX}\right)_{cl} = \frac{4\pi N Z_1^2 Z_2 e^4}{mv^2} \ln\left(\frac{Cmv^3}{Z_1 e^2 \omega}\right) \quad (I-13)$$

$$\left(\frac{dE}{dX}\right) = 4\pi \cdot N \frac{Z_1^2 Z_2 e^4}{m_e V^2} \text{Ln}\left(\frac{1.1229 m_e V^3}{Z_1 e^2 \langle \omega \rangle}\right) \quad (I-14)$$

Avec : $C=2 \cdot e^{-\gamma} = 1.1229$ et $\gamma = 0.5772$ est la constante d'Euler.

Cette relation malgré que dans sa démarche est plus rigoureuse, mais elle est très voisine de l'équation (I-12).

I.3.4. L'approche quantique de Bethe

Une quinzaine d'années après Bohr, Bethe [4] a élaboré une théorie quantique du pouvoir d'arrêt pour des particules rapides, basée sur l'approximation de Born au premier ordre (PWBA) [24]. Selon cette approche, la perte d'énergie électronique est prédominante pour des vitesses de l'ion incident supérieures à la vitesse de Bohr ($V \gg Z_1 V_0$) et l'interaction peut être considérée comme une perturbation.

Selon Bethe, la perte d'énergie par unité de longueur peut être écrite sous la forme suivante :

$$\frac{dE}{dX} = 4\pi \frac{Z_1^2 e^4}{m_e V^2} N Z_2 \text{Ln}\left(\frac{2m_e V^2}{\langle I \rangle}\right) = \frac{4\pi e^4 Z_1^2}{m_e V^2} N B \quad (I-15)$$

Où: B est le nombre d'arrêt, il est égal à : $B = Z_2 \text{Ln}\left(\frac{2m_e V^2}{\langle I \rangle}\right)$, I est le potentiel d'ionisation et d'excitation moyen de l'atome cible et est donné par :

$$\ln\langle I \rangle = \sum f_n \ln(E_n) \quad (I-16)$$

Où: E_n est l'énergie d'excitation et d'ionisation de l'atome dans le domaine d'énergie ($T, T+dT$) et f_n la force d'oscillateur dipolaire normalisée $\sum_{n=1}^{\infty} f_n = 1$, est donnée par la relation suivante:

$$f_n = \frac{2m_e E_n}{\hbar^2 Z_2} \left| \sum_j \langle n | x_j | 0 \rangle \right|^2 \quad (I-17)$$

\mathbf{x}_j la projection de \mathbf{r}_j (est la position du $j^{\text{ème}}$ électron de la cible) sur la direction définie par $\mathbf{q} = \hat{\mathbf{p}} - \mathbf{p} = \hbar\mathbf{K}$ (où: \mathbf{q} est le moment transféré tandis que \mathbf{p} et $\hat{\mathbf{p}}$ sont respectivement les quantités de mouvement de la particule incidente avant et après l'interaction et \mathbf{K} représente le vecteur d'onde associé au transfert du moment).

Le vecteur $\langle \mathbf{n} |$ désigne l'ensemble des états d'excitation ou d'ionisation de l'atome dans le domaine d'énergie $(T, T+dT)$;

Le vecteur $|0\rangle$ caractérise l'état atomique initial d'énergie.

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 . Pour les cibles de numéro atomique $Z_2 \geq 10$, une formule approximative et plus pratique a été proposée par Bloch [29], elle a pour expression :

$$I(Z_2) = I_0 \cdot Z_2 \approx 10 \cdot Z_2 \text{ (eV)} \quad (\text{I-18})$$

I.3.5. Calcul du pouvoir d'arrêt par la théorie de Bethe-Bloch :

Le domaine de validité de la théorie de Bethe a été étendu de part et d'autre du régime de Born par l'incorporation d'un certain nombre de termes correctifs à l'expression (I-15) de Bethe. Fano a publié plusieurs extensions de l'approche de Bethe, où il a donné la version relativiste de celle-ci [30]. Plusieurs autres corrections ont été proposées en vue d'améliorer les approximations théoriques de Fano. Ceci est, effectué en rajoutant des termes d'ordres supérieurs en Z_1 au développement en perturbation dans l'approximation de Born. L'incorporation de l'ensemble des termes correctifs [5,31,32,33] à la simple formule de Bethe donne lieu à l'expression de Bethe-Bloch modifiée. Celle-ci peut s'écrire, en fonction de la vitesse relative β de l'ion projectile, par [16]:

$$S(\beta) = \frac{dE}{\rho dX} = \frac{K}{\beta^2} Z_1^2 Z_2 L(\beta) \quad (\text{I-19})$$

Où: $S(\beta)$ est exprimé en $\text{MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$ et K est une constante pour une cible donnée : $K \approx$

$$\frac{4\pi}{m_0 c^2} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^2 (\hbar c)^2 \frac{\mathcal{N}}{M_2}$$

$$\text{Avec: } m_0 c^2 \approx 0.511 \text{ MeV, } \hbar c \approx 197 \text{ MeV} \cdot \text{fm, } \mathcal{N} = 6.022 \cdot 10^{23} \frac{\text{atomes}}{\text{mole}}.$$

$$K = \frac{0.307}{M_2} (M_2 \text{ est la masse de l'atome cible) quand } S(E) \text{ est exprimé en } \text{MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}.$$

$L(\beta)$ est le nombre d'arrêt qui est donné par l'expression suivante [16]:

$$L(\beta) = L_0(\beta) + Z_1 L_1(\beta) + Z_1^2 L_2(\beta) \quad (\text{I-20})$$

Dans la relation (I-20) ci-dessus, les termes $L_0(\beta)$, $Z_1 L_1(\beta)$ et $Z_1^2 L_2(\beta)$ représentent respectivement, le nombre d'arrêt principal, la correction de l'effet Barkas et la correction de Bloch. Le terme L_0 contient les termes correctifs, au nombre d'arrêt de Bethe, obtenu dans la formulation de Fano (correction relativiste). Il est donné par l'expression :

$$L_0(\beta) = \left\{ \text{Ln} \left(\frac{2m_e V^2}{\langle I \rangle} \right) - \text{Ln}(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z_2} - \frac{\delta}{2} \right\} \quad (\text{I-21})$$

Où : $C/Z_2, (\delta / 2)$ représentent respectivement, le terme de correction des couches atomiques, et le terme de correction de l'effet de densité.

Correction de l'effet de densité $\delta/2$:

La correction de l'effet de densité appelé aussi "effet de polarisation" $\delta/2$ est une conséquence de la polarisation du milieu ralentisseur induite par le champ électrique de l'ion incident introduite par Fermi [34], elle n'est importante que pour $\beta > 0.88$. Elle n'est significative que pour des énergies des particules incidentes excédant l'énergie au repos de ces mêmes particules et donc bien au-delà des énergies utilisées dans le présent travail.

Correction des couches atomiques C/Z_2 :

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. Le terme de corrections de couches, peut contribuer plus de 10% du pouvoir d'arrêt total.

Les traitements effectués par Bichsel [32] et Ziegler (s'inspirant de la théorie de Lindhard-Winther [35]) sont basés respectivement sur les fonctions d'ondes hydrogéoïdes et sur l'approximation de la densité locale.

Correction de Barkas Z_1L_1 :

La correction de Barkas Z_1L_1 , traduit la différence de parcours des particules de charges opposées dans un même matériau ralentisseur. Cet effet a été clairement mis en évidence, en 1956 [31]. Il est connu sous le nom "d'effet Barkas" et provient de la polarisation du milieu ralentisseur induite par le champ de l'ion projectile. Le terme de correction Barkas concerne donc les corrections à apporter à l'hypothèse de Bethe-Bloch selon laquelle, les électrons des atomes cibles sont distribués de façon statique et uniforme.

Correction de Bloch $Z_1^2L_2$:

La différence entre la description classique de Bohr et la description quantique de Bethe a été évaluée par F. Bloch en 1933 [5]. L'expression du pouvoir d'arrêt obtenu par Bloch dans le cas des vitesses non relativistes. Celle-ci est donnée par :

$$S(\beta) = \frac{0.307}{\beta^2} Z_1^2 \frac{Z_2}{M_2} \times \left[\text{Ln} \left(\frac{2m_e V^2}{\langle I \rangle} \right) + \psi(1) - \text{Re}\psi \left(1 + \frac{i\alpha Z_1}{\beta} \right) \right] \quad (\text{I-22})$$

Avec : $\psi(1) - \text{Re}\psi \left(1 + \frac{i\alpha Z_1}{\beta} \right) = Z_1^2 L_2(\beta)$ le terme de Bloch où ψ est la fonction digamma et Re est sa partie réelle.

L'expression (I-22) de Bloch reproduit asymptotiquement les lois de Bethe et de Bohr dans leurs domaines de validités respectifs. Bloch réalise ainsi une interpolation entre l'approche quantique de Bethe et l'approche classique de Bohr.

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

$$S(E) = \kappa \frac{Z_1^2 Z_2}{\beta^2} \left\{ \text{Ln} \left(\frac{2m_e V^2}{\langle I \rangle} \right) - \text{Ln}(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{c}{z_2} - \frac{\delta}{2} + Z_1 L_1 + Z_1^2 L_2 \right\} \quad (\text{I-23})$$

Diverses évaluations ont été proposées pour l'estimation du terme de Bloch, dont la paramétrisation développée par Bichsel [36] 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:

$$Z_1^2 L_2 = -y^2 [1.202 - y^2 (1.042 - 0.855y^2 + 0.343y^4)] \quad (\text{I-24})$$

Avec : $y = Z_1 \alpha / \beta$, 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 $-1.2y^2$.

I.3.6. Pouvoir d'arrêt des composés (relation de Bragg)

L'approximation standard généralement utilisée pour déterminer le pouvoir d'arrêt de la matière composée est basée sur la loi d'additivité de Bragg et Kleeman [37]. Selon cette règle, le pouvoir d'arrêt S_B d'un matériau composé est simplement obtenu par la combinaison linéaire des pouvoirs d'arrêts de ses constituants atomiques. Cette approximation suppose que les effets liés à l'état de phase (solide, liquide, gaz) et / ou aux liaisons chimiques de ces constituants élémentaires n'influent pas sur le processus du ralentissement. En d'autres termes, ces effets, n'affectent pas les pouvoirs d'arrêts de chacun des éléments constituants le composé. En se basant sur cette règle d'additivité de Bragg-Kleeman, le pouvoir d'arrêt S_B , d'un matériau composé peut s'écrire sous la forme :

$$S_B(\beta) = \sum_j \omega_j S_j(\beta) \quad (\text{I-25})$$

Où : ω_j et S_j représentent respectivement, la fraction de masse du $j^{\text{ième}}$ atome constituant et le pouvoir d'arrêt de celui-ci.

Il est à noter que le terme de Bloch ($Z_1^2 L_2$) ne contient pas de paramètres dépendants du matériau cible. En revanche, les autres termes, tels le terme de Barkas et celui des corrections des couches atomiques, dépendent de la nature de la cible et nécessitent donc des procédures, bien appropriées. Le potentiel d'ionisation moyen est souvent le paramètre considéré pour tester la validité de la relation d'additivité de Bragg. Son expression I_B est donnée par :

$$\text{Ln}(I_B) = \frac{\sum_j \omega_j \frac{Z_j}{M_j} \text{Ln}(I_j)}{(Z_2/M_2)_B} \quad (\text{I-26})$$

Où : Z_j , M_j et I_j représentent respectivement, le numéro atomique, la masse atomique et le potentiel d'ionisation moyen du $j^{\text{ième}}$ constituant atomique du matériau composé.

La quantité $(Z_2/M_2)_B$ est donnée par la sommation pondérée suivante :

$$(Z_2/M_2)_B = \sum_j \omega_j \frac{Z_j}{M_j} \quad (\text{I-27})$$

Le terme de corrections des couches atomiques peut être donné par :

$$(C/Z_2)_B = \frac{\sum_j \omega_j \frac{C_j}{M_j}}{(Z_2/M_2)_B} \quad (\text{I-28})$$

Où : C_j est la correction totale des couches atomiques du $j^{\text{ième}}$ constituant atomique.

Chapitre II

Correction de couches et charge effective

II.1. Introduction

L'introduction de la correction de couches C/Z_2 et de la charge effective Z_1^* dans la formule de Bethe-Bloch modifiée (Eq. I-23), sont d'une grande importance dans le calcul du pouvoir d'arrêt électronique particulièrement dans le domaine des vitesses $V \geq V_0 Z_1^{2/3}$ (voir fig. II-1-a et II-1-b). En effet, les contributions des différentes couches (K, L, M, N, O, P) de la cible et de l'état de la charge de l'ion incident principalement pour les noyaux lourds améliorent d'une manière remarquable la précision du pouvoir d'arrêt. Nous pouvons constater l'importance de ces deux grandeurs dans le chapitre-III- pour les ions $^1H, ^{16}O, ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{32}S, ^{35}Cl$ dans les cibles $^{64}Zn, ^{84}Kr, ^{107}Ag$.

II.2. Corrections des couches atomiques

II.2.1. Corrections des couches atomiques K et L

Le terme de corrections des couches atomiques C/Z_2 est introduit dans l'expression du pouvoir d'arrêt de Bethe pour remédier à la défection de l'hypothèse de Bethe selon laquelle la vitesse du projectile est nettement supérieure à celles des électrons cibles ($V \gg V_e$). En effet, cette hypothèse peut ne pas être vérifiée pour le cas de projectiles à faibles vitesses incidentes. Cette défection est d'autant plus marquante que le matériau cible est lourd. Le terme de corrections de couches, qui peut contribuer jusqu'à plus de 10% du pouvoir d'arrêt total, est généralement évalué en tenant compte des détails de chacune des orbites électroniques de l'atome cible. Parmi les différentes approximations permettant l'évaluation de ce terme, deux principales approches sont généralement utilisées :

- i) Celle basée sur l'utilisation des fonctions d'ondes hydrogénoïdes.
- ii) Celle basée sur l'utilisation de l'approximation de densité électronique locale.

Des évaluations théoriques des corrections des couches atomiques (K, L, M, \dots) ont été publiées par Walske [18,19] et Bichsel [20,21].

En utilisant les fonctions d'ondes hydrogénoïdes, Walske a trouvé les valeurs de C_K et C_L en utilisant l'expression de B_i défini comme suit :

Rappel de la formule de Bethe :

$$\frac{dE}{dX} = \frac{4\pi e^4 Z_1^2}{m_e V^2} NB$$

Où: B est le nombre d'arrêt. (Eq. I-15).

Pour les couches, $i \equiv K, L, M, \dots$, on peut écrire que :

$$B_{total} = \sum_i B_i(\theta_i, \eta_i) = Z_2 \text{Ln} \left(\frac{2m_e V^2}{(I)} \right) - \sum_i C_i(\theta_i, \eta_i) \quad (\text{II-1})$$

Avec :

$$C_{totale} = \sum_i C_i(\theta_i, \eta_i)$$

Le nombre d'arrêt B_i de la couche atomique i est défini comme suit [38] :

$$B_i(\theta_i, \eta_i) = \int_{W_{min}=\theta_i/n^2}^{\infty} W dW I(\eta_i, W) \quad (\text{II-2})$$

La fonction d'excitation $I(\eta_i, W)$ est donnée en termes du facteur de forme $F_{W_i}(Q)$ par :

$$I(\eta_i, W) = \int_{W^2/4\eta_i}^{\infty} \frac{dQ}{Q^2} |F_{W_i}(Q)|^2 \quad (\text{II-3})$$

Où : W est l'énergie transférée à l'électron de la couche i en unité $((Z_2^*)_i)^2 \cdot R_H$.

On définit les variables suivantes :

Généralement la vitesse de la particule est exprimée en fonction de la variable η_i :

- $\eta_i = \beta^2 / (\alpha \cdot (Z_2^*)_i)^2$, $i \equiv K, L$, $(Z_2^*)_i$ est la charge effective des atomes cible pour les électrons de couche i , $\alpha = 1/137$, $\beta = V/c$, $(Z_2^*)_K = Z_2 - 0.3$, $(Z_2^*)_L = Z_2 - 4.15$.
- θ_i est le rapport du potentiel d'ionisation observé de la couche i (la différence d'énergie entre l'état fondamental et l'état le plus bas inoccupé) sur $((Z_2^*)_i)^2 \cdot R_H / (n_i)^2 (R_H$ et n_i sont respectivement, le potentiel d'ionisation de l'atome d'hydrogène qui est égal à 13.6 eV, et le nombre quantique principal. La figure. II.1 représente la variation de θ_K, θ_L en fonction de Z_2 [19].

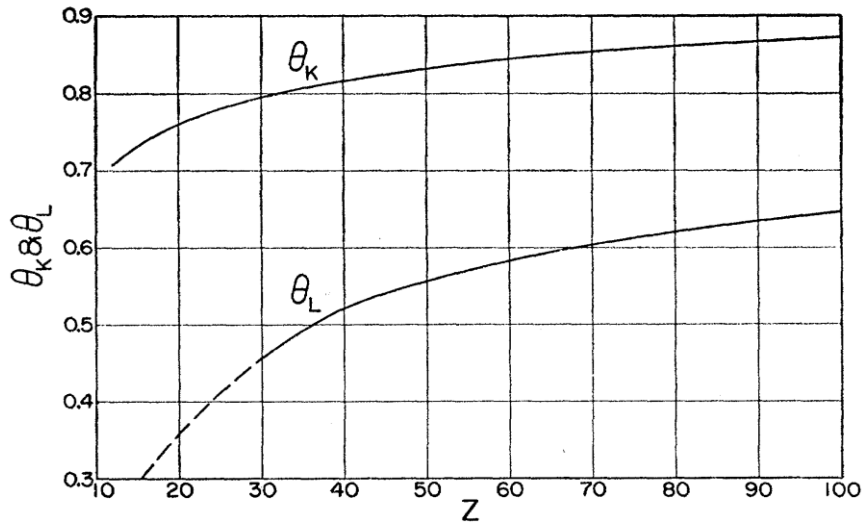


Figure. II.1 : la variation de θ_K, θ_L en fonction de $(Z=Z_2)$ [19].

Sur les figures. II.2 et II.3, sont reportées respectivement, les variations de B_K (Eq. II. 2) et C_K en fonction de η_K et $1/\eta_K$ pour $\theta_K = 0.7, 0.8, 0.9$.

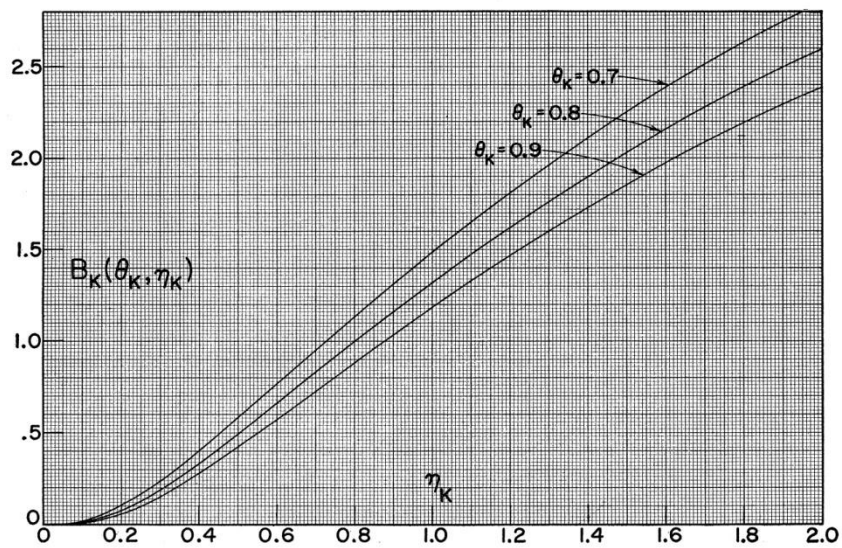


Figure. II.2 : Variation du nombre d'arrêt B_K en fonction de η_K [18].

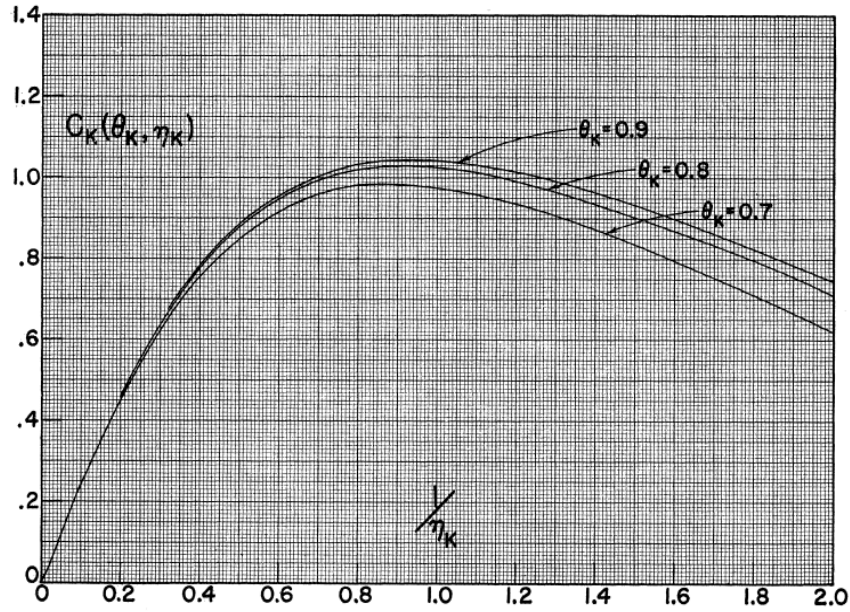


Figure. II.3 : Variation de la correction de couche C_K en fonction de $1/\eta_K$ [18].

- Couche K ($n=1$) : pour η_K grand, le comportement asymptotique de $B_K(\theta_K, \eta_K)$ est donné par :

$$B_K(\theta_K, \eta_K) = S_K(\theta_K) \cdot \ln(\eta_K) + T_K(\theta_K) - C_K(\theta_K, \eta_K) \quad (\text{II-4})$$

La correction $C_K(\theta_K, \eta_K)$ peut-être développé en puissance de $1/\eta_K$:

$$C_K(\theta_K, \eta_K) = U(\theta_K) \cdot (\eta_K)^{-1} + V(\theta_K) \cdot (\eta_K)^{-2} + \dots \quad (\text{II-5})$$

- Couche L ($n=2$) : pour η_L grand, le comportement asymptotique de $B_L(\theta_L, \eta_L)$ est obtenu par:

Le même développement est utilisé pour le calcul de $B_L(\theta_L, \eta_L)$

$$B_L(\theta_L, \eta_L) = S_L(\theta_L) \cdot \ln(\eta_L) + T_L(\theta_L) - C_L(\theta_L, \eta_L) \quad (\text{II-6})$$

La correction $C_L(\theta_L, \eta_L)$ peut-être développé en puissance de $1/\eta_L$:

$$C_L(\theta_L, \eta_L) = U(\theta_L) \cdot (\eta_L)^{-1} + V(\theta_L) \cdot (\eta_L)^{-2} + 4.00 \cdot (\eta_L)^{-3} + 4.43 \cdot (\eta_L)^{-4} \quad (\text{II-7})$$

- Pour ces deux couches (K et L) :

$$B_{total} = B_K(\theta_K, \eta_K) + B_L(\theta_L, \eta_L)$$

$$C_{totale} = C_K(\theta_K, \eta_K) + C_L(\theta_L, \eta_L)$$

$$Z_2 = S_K(\theta_K) + S_L(\theta_L)$$

Pour un θ_i donné : $S_i(\theta_i)$, $T_i(\theta_i)$, $U_i(\theta_i)$ et $V_i(\theta_i)$ sont des constantes.

II.2.2. Corrections des couches atomiques M, N et $O-P$

Pour évaluer la contribution des corrections des couches externes des éléments de numéros atomiques $Z_2 > 10$ (couches $M, N, O-P$), H. Bichsel [20,21] (dans la référence [21], on cite les travaux de Bichsel) adopte une procédure d'échelle semi empirique en supposant que ces dernières dépendent de la vitesse du projectile de façon similaire que celle de la couche L . Il obtient alors la correction totale C en sommant les contributions des différentes couches atomiques :

$$C_{totale} = C_K(\theta_K, \eta_K) + C_L(\theta_L, \eta_L) + V_M \cdot C_L(\theta_L, H_M \cdot \eta_L) + V_N \cdot C_L(\theta_L, H_N \cdot \eta_L) + \dots \quad (\text{II-8})$$

Où : $C_M = V_M \cdot C_L(\theta_L, H_M \cdot \eta_L)$, $C_N = V_N \cdot C_L(\theta_L, H_N \cdot \eta_L)$, $C_{O-P} = V_{O-P} \cdot C_L(\theta_L, H_{O-P} \cdot \eta_L)$

V_i et H_i ($i \equiv M, N$ et $O-P$) sont les facteurs adoptés dans le rapport ICRU-37 [21], V_M, V_N et V_{O-P} sont égaux au 1/8 du nombre d'électrons se trouvant respectivement dans les couches M, N et $O-P$ tandis que H_M, H_N et H_{O-P} sont des paramètres ajustables expérimentalement. Leurs valeurs sont données dans le tableau. II.1 [21] pour les cibles $^{64}_{30}\text{Zn}$, $^{84}_{36}\text{Kr}$, $^{107}_{47}\text{Ag}$.

Paramètre	$^{64}_{30}\text{Zn}$	$^{84}_{36}\text{Kr}$	$^{107}_{47}\text{Ag}$
I/eV	330	352	470
V_L	/	/	1
H_L	/	/	1
V_M	2.25	2.25	2.25
H_M	5.87	4.72	4
V_N	0	45.1	2.375
H_N	0	1	21.4

Tableau. II.1 : Les valeurs expérimentales des différents paramètres intervenants dans le calcul de la correction des couches des cibles $^{64}_{30}\text{Zn}$, $^{84}_{36}\text{Kr}$, $^{107}_{47}\text{Ag}$.

Les figures ci-dessous, prises des rapports de Walske 1952, Walske 1955, Bichsel [18,19,20], et ICRU-37 [21], montrent des exemples de corrections des couches atomiques (K, L, M, N) de la cible d' $^{107}_{47}\text{Ag}$ et totale C/Z_2 (ICRU-37), cette dernière est calculée par la méthode semi empirique de Bichsel pour quelques éléments simples ($^{12}_6\text{C}, ^{27}_{13}\text{Al}, ^{63}_{29}\text{Cu}, ^{107}_{47}\text{Ag}, ^{197}_{79}\text{Au}$ et $^{238}_{92}\text{U}$).

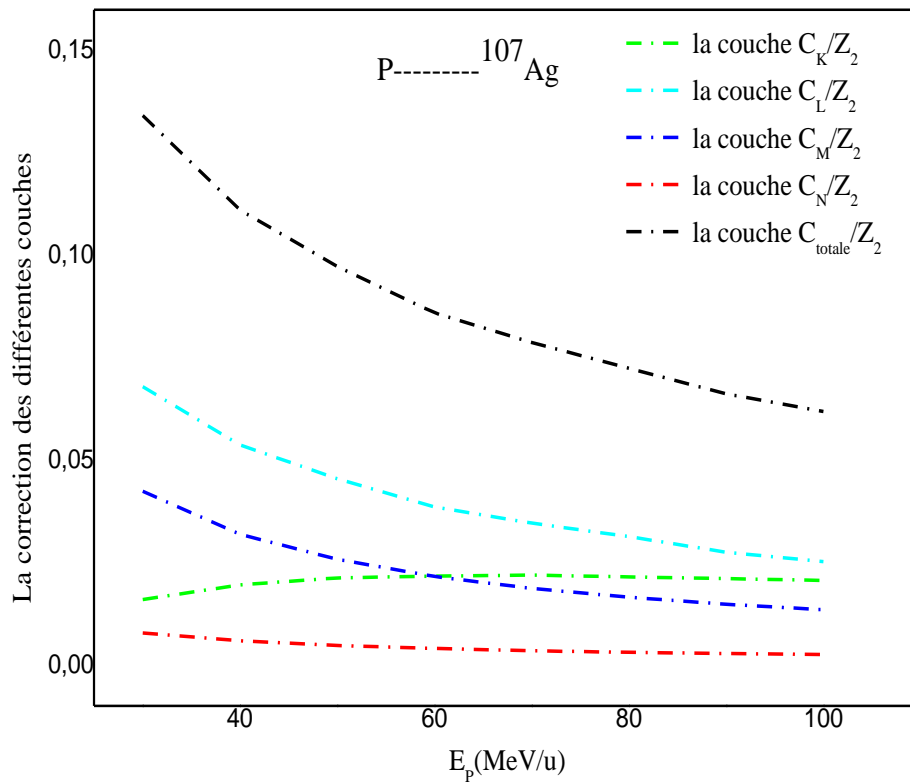


Figure. II.4 : La correction des différentes couches de la cible d'Argent en fonction de l'énergie des protons incidents.

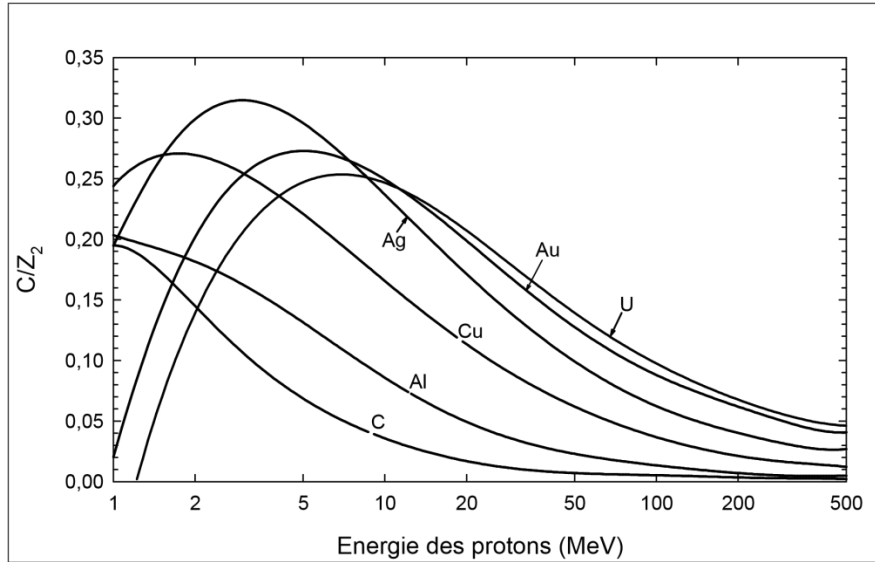


Figure. II.5 : Correction des couches atomiques C/Z_2 , pour les éléments $^{12}_6C$, $^{27}_{13}Al$, $^{63}_{29}Cu$, $^{107}_{47}Ag$, $^{197}_{79}Au$ et $^{238}_{92}U$, en fonction de l'énergie des protons incidents, prise du rapport ICRU-37 [21]. Elles sont obtenues par la procédure d'échelle semi empirique de Bichsel.

II.3. La charge effective

II.3.1. Généralités

Au cours de leur passage dans la matière, les particules chargées subissent des interactions avec les constituants du milieu ralentisseur, l'état de charge des particules chargées peut être modifié par capture et pertes d'électrons. Leur ralentissement va donc dépendre énormément des phénomènes de capture et de perte 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. Le faisceau d'ions présente au sein du milieu ralentisseur une distribution caractérisée par la charge moyenne. Bohr identifie la charge effective Z_1^* portée par le projectile à la charge moyenne \bar{q} :

$$Z_1^* = \bar{q} \quad \text{Où:} \quad Z_1^* = [\sum_i F_i q_i^2]^{1/2} \quad (\text{II-9})$$

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

En se basant sur le modèle de Thomas-Fermi, Bohr [40] a obtenu l'expression suivante sur la charge effective :

$$Z_1^* = Z_1^{1/3} V / V_0, \quad V < V_0 Z_1^{2/3} \quad (\text{II-10})$$

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

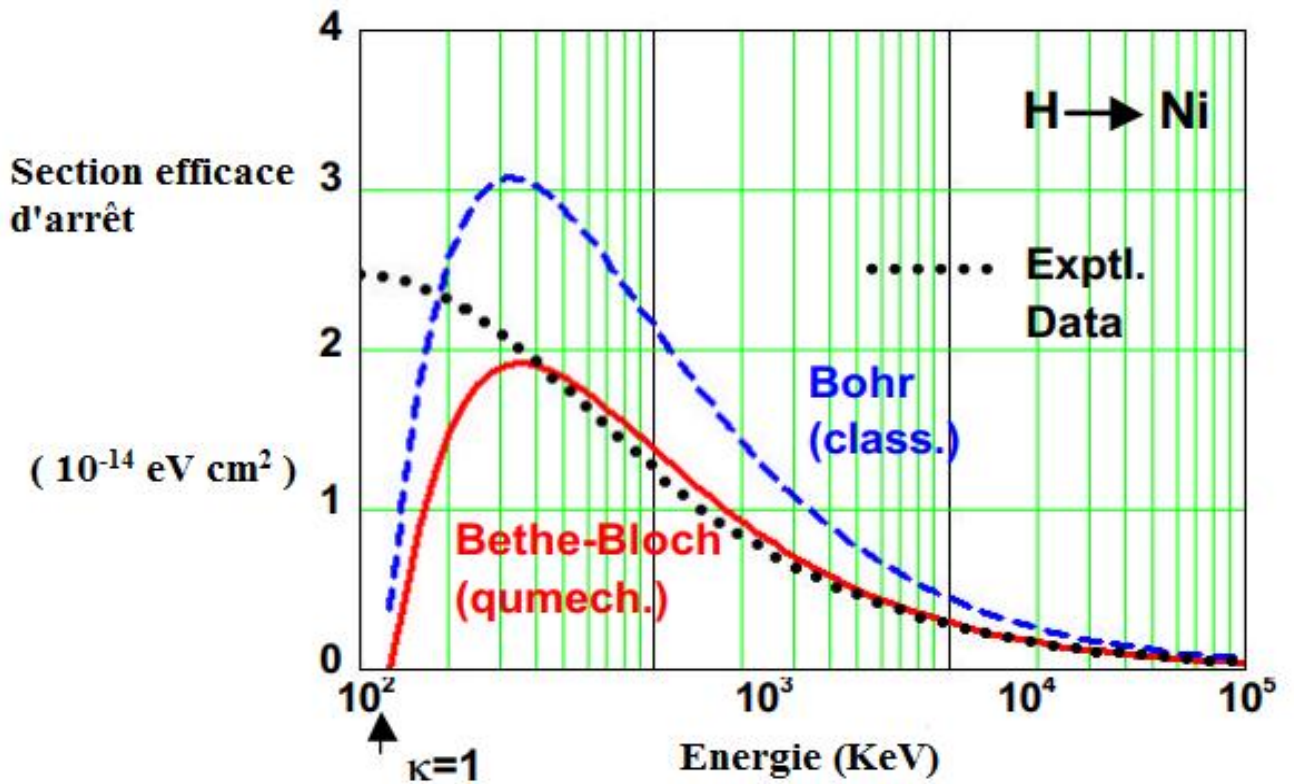


Figure. II.6-a : Sections efficaces d'arrêts (pouvoirs d'arrêts) des protons dans la cible du ^{58}Ni et comparaison des modèles de Bohr et de Bethe avec les données de SRIM-2000 [41].

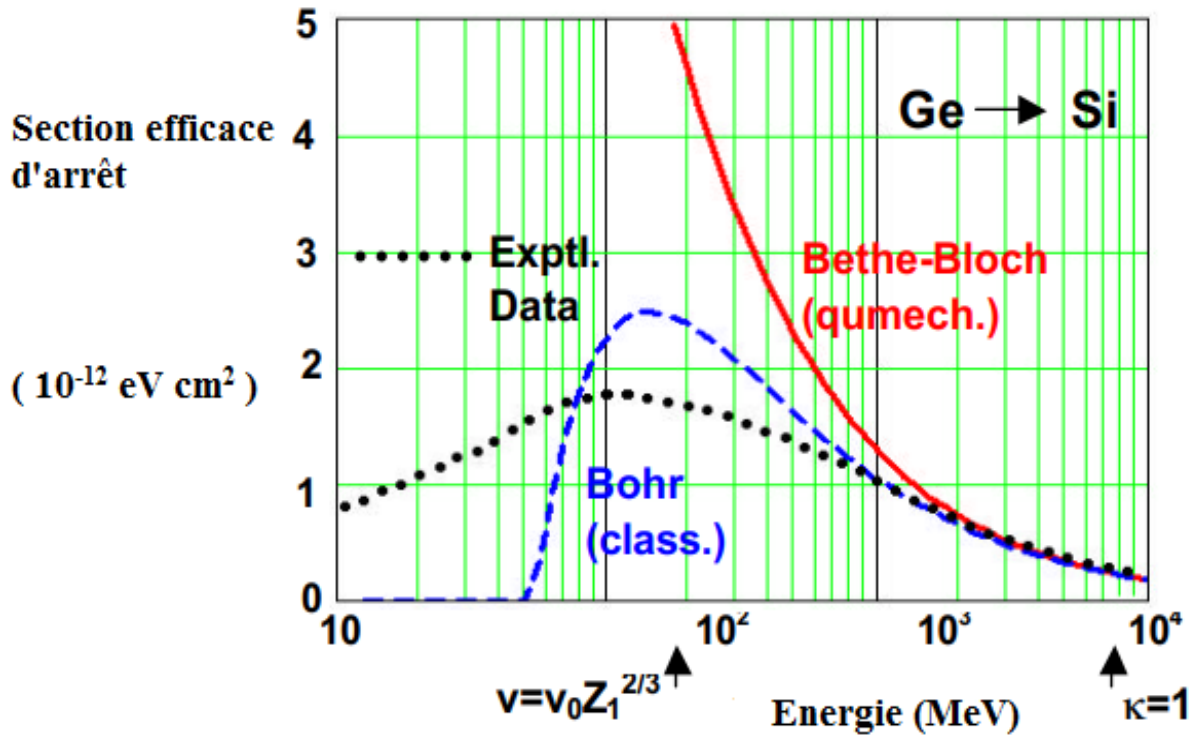


Figure. II.6-b: Sections efficaces d'arrêts (pouvoirs d'arrêts) des ions ^{74}Ge dans la cible ^{28}Si et comparaison des modèles de Bohr et de Bethe avec les données de SRIM-2000 [41].

D'après la figure. II.6-a, on remarque que la formule de Bethe avec $Z_1 = Z_1^*$, s'applique bien aux protons pour $E_p > 0.4 \text{ MeV}$ alors que pour l'ion ^{74}Ge (figure. II.6-b), elle n'est valable qu'à partir de $E_{\text{Ge}} > 3000 \text{ MeV}$. Pour des vitesses $V_0 Z_1^{2/3} \leq V \leq 2Z_1 V_0$, la formule de Bethe-Bloch modifiée (Eq. I-23) peut être appliquée à condition de remplacer Z_1 par Z_1^* ($Z_1^* < Z_1$).

II.3.2. Définition de la charge effective :

La description du pouvoir d'arrêt électronique S en terme de charge effective a été proposée par Northcliffe [42] afin d'ajuster les prédictions théoriques aux mesures expérimentales. Dans le cadre de ce concept, le rapport des pouvoirs d'arrêt électroniques obéit à une loi d'échelle en Z_1^2 .

$$\frac{S(Z_1, Z_2, V)}{Z_1^2 S(Z_p, Z_2, V)} = \gamma^2 \quad (\text{II-11})$$

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:

$$\gamma = \frac{Z_1^*}{Z_1} \quad (\text{II-12})$$

γ est appelé paramètre de la charge effective, 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 :

$$\gamma = 1 - A_0 \cdot \exp\left(-A_1 \cdot \frac{V}{V_0 Z_1^{\frac{2}{3}}}\right) \quad (\text{II-13})$$

Où: A_0, A_1 sont des paramètres ajustables expérimentalement.

Pour certains auteurs, la relation ((II-13) est donnée indépendamment de Z_2 (Z_2 est négligeable), par contre pour d'autres et afin de tenir compte de la dépendance du numéro atomique de la cible surtout pour les noyaux lourds, ils proposent une formule de la charge effective qui varie en fonction de la vitesse V , Z_1 et Z_2 et dont les expressions sont données dans le tableau. II.2 ci-dessous :

Auteurs	Expressions
Thèse de doctorat Chekirine[22]	$\gamma = 1 - 0.81317 \cdot \exp(-0.8095 \cdot V/V_0 Z_1^{\frac{2}{3}})$ $A_0 = 0.81317 \quad \text{et} \quad A_1 = 0.8095$
Antony et al	$\gamma = 1 - A_0 \cdot \exp(-A_1 \cdot V/V_0 Z_1^{\frac{2}{3}}), \text{ où:}$ $A_0 = 1.16 - 1.91 \cdot 10^{-3} Z_2 + 1.26 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$ $A_1 = 1.18 - 7.50 \cdot 10^{-3} Z_2 + 4.53 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$
Ourabah [23]	$\gamma = 1 - A_0 \cdot \exp(-A_1 \cdot V/V_0 Z_1^{\frac{2}{3}}), \text{ où:}$ $A_0 = 1.22 \quad \text{et} \quad A_1 = 1.16$

Tableau. II.2: Quelques expressions proposées pour le calcul de la charge effective.

II.4.Expression du pouvoir d'arrêt $S(E, Z_1)$ indépendamment de la correction de couches

Dans ce qui suit, on va établir l'expression générale du pouvoir d'arrêt de Bethe en fonction de $S(E_p)$, $L_1(p)$, $L_2(p)$ et $L_2(Z_1)$, pour les ions (${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$, ..., ${}^{16}\text{O}$, ...) en utilisant la formule de Bethe-Bloch modifiée.

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

$$S(E_p) = \kappa \frac{Z_2}{\beta^2} \{L_0 + L_1(p) + L_2(p)\} \text{ d'où : } L_0 = \frac{Sp\beta^2}{KZ_2} - L_1(p) - L_2(p)$$

On rappelle que :

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

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

$$S_\alpha = \frac{K Z_\alpha^2 Z_2}{\beta^2} [L_0 + Z_\alpha L_1(\alpha) + Z_\alpha^2 L_2(\alpha)] \quad (\text{II-14})$$

A des vitesses égales et dans la même cible $L_0(p) = L_0(\alpha)$ et $L_1(p) = L_1(\alpha)$, (L_0 et L_1 ne dépendent que de la vitesse de la particule incidente et du milieu ralentisseur Z_2), on remplace sur (II-14), on trouve :

$$S_\alpha = Z_\alpha^2 Sp + \frac{K Z_\alpha^2 Z_2}{\beta^2} [(Z_\alpha - 1)L_1(p) + (Z_\alpha^2 L_2(\alpha) - L_2(p))] \quad (\text{II-15})$$

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

$$S_{Li} = \frac{K Z_{Li}^2 Z_2}{\beta^2} [L_0 + Z_{Li} L_1(Li) + Z_{Li}^2 L_2(Li)] \quad (\text{II-16})$$

A des vitesses égales et dans la même cible $L_0(p) = L_0(Li)$ et $L_1(p) = L_1(Li)$, on montre que:

$$S_{Li} = Z_{Li}^2 Sp + \frac{K Z_{Li}^2 Z_2}{\beta^2} [(Z_{Li} - 1)L_1(p) + (Z_{Li}^2 L_2(Li) - L_2(p))] \quad (\text{II-17})$$

L'expression générale du pouvoir d'arrêt indépendamment de L_0 donc de C/Z_2 s'écrit :

$$S(E, Z_1) = Z_1^2 S_p(E) + \left(\frac{K Z_1^2 Z_2}{\beta^2} \right) [(Z_1 - 1)L_1(p) + (Z_1^2 L_2(Z_1) - L_2(p))] \quad (\text{II-18})$$

Chapitre III

***Présentation et discussion des résultats
obtenus***

III.1. Introduction

Ce chapitre est dédié aux principaux résultats obtenus de la correction de couches atomiques des cibles ${}^{64}_{30}\text{Zn}$, ${}^{84}_{36}\text{Kr}$, ${}^{107}_{47}\text{Ag}$ et du pouvoir d'arrêt des ions ${}^1\text{H}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{35}\text{Cl}$ aux énergies E comprises entre 1 à 100 MeV/u ($V \geq V_0 Z_1^{2/3}$, région de Bethe). Il sera, notamment, question de les discuter en les confrontant aux données disponibles dans la littérature.

Les différentes formules utilisées pour le calcul de la correction de couches atomiques des différentes cibles et du pouvoir d'arrêt $S(E)$ ainsi que la charge effective Z_1^* de ces ions, sont mentionnées dans les chapitres I, II et III. Dans ce chapitre, nous présenterons les résultats obtenus de ces derniers et on les commentera.

Enfin, les valeurs de $S(E)$ obtenues de ces ions dans les cibles le zinc, le krypton, et l'argent seront analysées, dans le cadre de la théorie de Bethe-Bloch modifiée, en vue de les comparer avec celles données par les codes de calcul PSTAR, MSTAR, SRIM-2013, et CasP.

III.2. Présentation et discussion des résultats obtenus des corrections de couches des cibles ${}^{64}_{30}\text{Zn}$, ${}^{84}_{36}\text{Kr}$, ${}^{107}_{47}\text{Ag}$ et du pouvoir d'arrêt des ions incidents ${}^1\text{H}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{35}\text{Cl}$

Dans ce qui suit, nous allons d'abord présenter puis discuter les résultats obtenus des corrections de couches des cibles ${}^{64}_{30}\text{Zn}$, ${}^{84}_{36}\text{Kr}$, ${}^{107}_{47}\text{Ag}$ en précisant les différentes démarches adoptées pour chaque cible (voir les paragraphes III.3.1, III.3.2 et III.3.3). La deuxième partie de ce travail concerne le calcul de la charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions ${}^1\text{H}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{35}\text{Cl}$ dans les trois cibles aux énergies $1 \text{ MeV/u} \leq E \leq 100 \text{ MeV/u}$.

III.3. La correction des couches atomiques des cibles ${}^{64}_{30}\text{Zn}$, ${}^{84}_{36}\text{Kr}$, ${}^{107}_{47}\text{Ag}$

La première partie de ce travail est consacré à retrouver les corrections des couches atomiques des cibles ${}^{64}_{30}\text{Zn}$, ${}^{84}_{36}\text{Kr}$, ${}^{107}_{47}\text{Ag}$ afin de les utiliser dans le calcul du pouvoir d'arrêt donné par la formule de Bethe-Bloch.

Afin de retrouver les valeurs de la correction des couches C/Z_2 des trois cibles, nous avons utilisé l'approche de Walske et le développement de Bichsel [18,21] pour le calcul des C_K , C_L , C_M et C_{totale} (voir Eq. II-5, II-7 et II-8) ainsi que la relation (III-1) donnée par Ziegler [17].

$$C/Z_2 = \sum_{i=0}^4 a_i (\text{Ln}E)^i = a_0 + a_1 \text{Ln}(E) + a_2 \text{Ln}(E)^2 + a_3 \text{Ln}(E)^3 + a_4 \text{Ln}(E)^4 \quad (\text{III-1})$$

Les a_i sont des coefficients et E est l'énergie exprimée en KeV/u.

Les coefficients expérimentaux donnés par Ziegler sont :

- Pour la cible $^{64}_{30}\text{Zn}$:

$$a_0 = -11.57, \quad a_1 = 4.394, \quad a_2 = -0.598, \quad a_3 = 0.03506, \quad a_4 = -0.0007537.$$

- Pour la cible $^{84}_{36}\text{Kr}$:

$$a_0 = -13.69, \quad a_1 = 5.2, \quad a_2 = -0.7076, \quad a_3 = 0.0415, \quad a_4 = -0.0008925.$$

- Pour la cible $^{107}_{47}\text{Ag}$:

$$a_0 = -18.39, \quad a_1 = 6.86, \quad a_2 = -0.9211, \quad a_3 = 0.05346, \quad a_4 = -0.00114.$$

III.3.1. La correction des couches atomiques de la cible $^{64}_{30}\text{Zn}$

E (MeV/u)	C/Z ₂ (calculée)	C/Z ₂ (Bichsel)	C/Z ₂ (Ziegler)
1	0,2500	0.2500	0,0881
3	0,2610	0.2200	0,1736
5	0,2170	0.2170	0,1699
7	0,1910	0.1913	0,1584
9	0,1700	0.1700	0,1465
10	0,1640	0.1641	0,1409
12	0,1535	0.1555	0,1305
15	0,1340	0.1400	0,1171
20	0,1159	0.1126	0,0991
30	0,0897	0.0925	0,0739
40	0,0737	0.0759	0,0570
50	0,0630	0.0600	0,0449
60	0,0546	0.0537	0,0358
70	0,0486	0.0500	0,0287
80	0,0432	0.0444	0,0231

Tableau. III.1 : Les valeurs de la correction de couche de la cible $^{64}_{30}\text{Zn}$ calculées et données par différents auteurs.

Nous remarquons que nos valeurs sont d'un bon accord avec celles de Bichsel (l'écart est inférieur à 4,3% dans toute la gamme d'énergie sauf pour $E = 3\text{MeV/u}$), ce qui n'est pas le cas avec celles données par Ziegler. Bichsel a utilisé une approche théorique dans son traitement des

corrections de couches, alors que Ziegler a obtenu sa relation à partir des résultats expérimentaux du pouvoir d'arrêt.

III.3.2. La correction des couches atomiques de la cible $^{84}_{36}\text{Kr}$

E (MeV/U)	C/Z ₂ (Calculée)	C/Z ₂ (Ziegler)
18	0,1363	0,1396
20	0,1361	0,1320
30	0,1077	0,1031
40	0,0879	0,0838
50	0,0769	0,0700
60	0,0675	0,0597
70	0,0606	0,0517
80	0,0539	0,0453
90	0,0499	0,0401
100	0,0462	0,0358

Tableau. III.2 : Les valeurs de la correction des couches de la cible de $^{84}_{36}\text{Kr}$ calculées et données par différents auteurs.

A partir du tableau. III.2, nous constatons qu'un accord acceptable existe entre les valeurs obtenues à travers l'approche de Walske et le développement de Bichsel et celles trouvées par Ziegler surtout pour les cinq premières énergies où la différence est inférieure à 10%.

III.3.3. La correction des couches atomiques de la cible $^{107}_{47}Ag$

E (MeV/u)	C/Z ₂ (calculée)	C/Z ₂ (Bichsel)	C/Z ₂ (Ziegler)
1	0,1963	0,1963	0,0707
2	0,2850	0,2850	0,2077
3	0,3130	0,3130	0,2420
4	0,3100	0,3100	0,2508
5	0,3000	0,3000	0,2506
6,5	0,2698	0,2698	0,2438
10	0,2370	0,237	0,2212
12	0,2154	0,2154	0,2086
15	0,2092	0,2092	0,1916
20	0,1677	0,1677	0,1681
30	0,1342	0,1463	0,1341
40	0,1112	0,1200	0,1109
50	0,0973	0,1000	0,0941
60	0,0860	0,0900	0,0813
70	0,0787	0,0800	0,0712
80	0,0724	0,0700	0,0632
90	0,0662	0,0659	0,0566
100	0,0619	0,0600	0,0512

Tableau. III.3 : Les valeurs de la correction de couche de la cible d' $^{107}_{47}Ag$ calculée et données par différents auteurs.

A partir du tableau. III.3, on remarque que les valeurs de C/Z_2 obtenues par les relations II-5, II-7 et II-8 sont identiques à celles données par Bichsel dans la gamme d'énergie comprise entre 1 et 20 MeV/u, au-delà de cette gamme les écarts sont inférieurs à 8,3%. Alors qu'ils ne s'accordent pas avec celles de Ziegler sauf aux énergies $10 \frac{MeV}{u} \leq E \leq 60 \frac{MeV}{u}$ (l'écart est inférieur à 10%).

Sur les figures. III.1, III.2, on représente respectivement les variations des corrections des différentes couches (C_i/Z_2 , $i = K, L, M, N$) de la cible $^{107}_{47}Ag$ [39] et totale (C/Z_2 , Eqts. II-5, II-7, II-8, III-1) des cibles $^{64}_{30}Zn$, $^{84}_{36}Kr$, $^{107}_{47}Ag$ en fonction de l'énergie des protons.

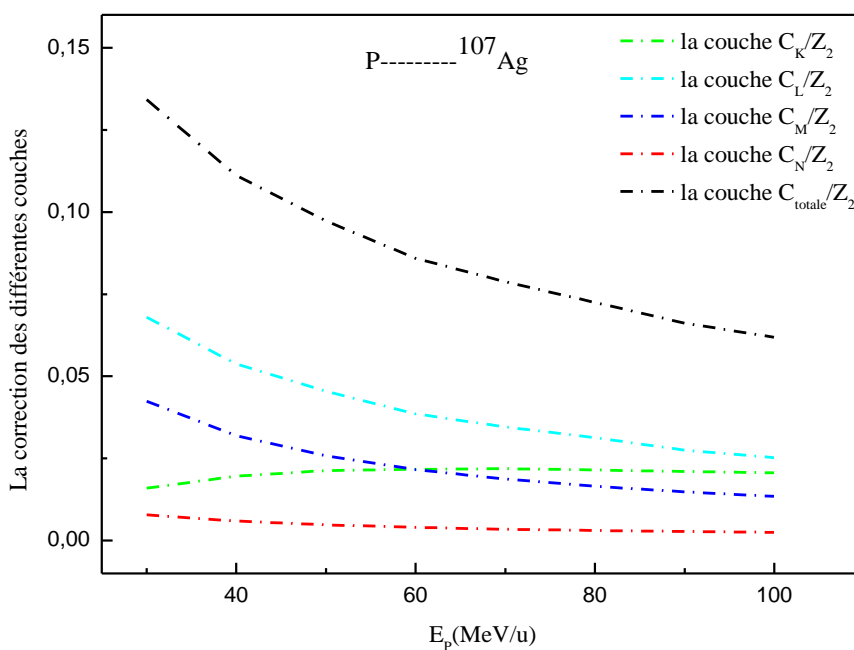


Figure. III. 1 : La variation de la correction des différentes couches de la cible ^{107}Ag en fonction de l'énergie des protons.

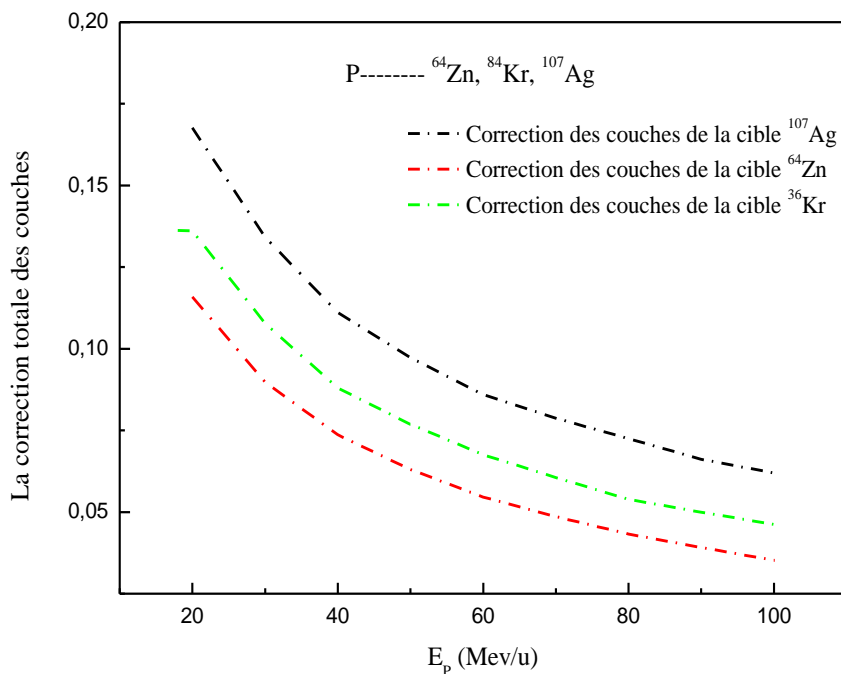


Figure. III. 2 : La variation de la correction totale des couches des cibles $^{64}_{30}\text{Zn}, ^{84}_{36}\text{Kr}, ^{107}_{47}\text{Ag}$ en fonction de l'énergie des protons.

III.4.La charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions incidents ^1H , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl

La correction de Z_1 par la charge effective Z_1^* dans la formule de Bethe-Bloch des ions ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl aux vitesses $2Z_1V_0 \geq V \geq V_0Z_1^{2/3}$ est d'une grande importance dans le calcul du pouvoir d'arrêt $S(E)$, ce qui n'est pas le cas pour l'ion ^1H pour des énergies $E \geq 1$ MeV/u ($Z_1 = Z_1^*$). Pour la détermination des valeurs de $S(E)$ des ions ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl dans les cibles $^{64}_{30}\text{Zn}$, $^{84}_{36}\text{Kr}$, $^{107}_{47}\text{Ag}$, nous avons choisi la relations de Z_1^* [22] citées au tableau II.2, car elle donne de meilleurs résultats. En ce qui concerne le potentiel d'ionisation qui intervient dans la formule de Bethe-Bloch, nous avons pris les valeurs recommandées dans le rapport ICRU-37[21] et qui sont indiquées dans le tableau III. 4.

Elément	Potentiel d'ionisation I(eV)
^{64}Zn	330
^{84}Kr	352
^{107}Ag	470

Tableau. III. 4 : Potentiel d'ionisation des éléments $^{64}_{30}\text{Zn}$, $^{84}_{36}\text{Kr}$, $^{107}_{47}\text{Ag}$ donnés dans le rapport ICRU-37.

III.4.1.La charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions incidents ^1H , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl dans la cible $^{64}_{30}\text{Zn}$

Nous avons calculé le pouvoir d'arrêt (formule de Bethe-Bloch) des ions ^1H , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl dans la cible $^{64}_{30}\text{Zn}$ aux énergies E comprises entre 1 à 100 MeV/u en utilisant la relation de la charge effective Z_1^* [22], uniquement aux ions ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl ($Z_1^* = Z_H = 1$). Les résultats obtenus sont jugés acceptables comparés à ceux donnés par les codes de calcul SRIM-2013, et CasP surtout aux énergies $E \geq 7\text{MeV/u}$. On peut les voir sur les tableaux. III.5-III.7 ainsi que les figures. III.3-III.5. Les écarts sur le pouvoir d'arrêt sont trouvés inférieurs ou égaux à 17,86% (proton à $E = 1$ MeV/u) par rapport aux codes SRIM-2013 et CasP (voir tableau. III.5). On peut affirmer que $Er(S(E)) \leq 6,44\%$ pour tous les ions dans la gamme d'énergie $3\text{ MeV/u} \leq E \leq 100\text{ MeV/u}$.

On définit l'écart relatif (Er) sur $S(E)$ comme suit :

$$Er(S(E)) = \left[\frac{S(E)_{calculé}}{S(E)_{référence}} - 1 \right] \quad (\text{III-2})$$

$$S(E)_{référence} \equiv S(E)_{SRIM}, S(E)_{PSTAR}, S(E)_{MSTAR}, S(E)_{CasP}$$

$S(E)$ est donné en $MeV.cm^2/g$.

E (MeV/U)	S(E) Calculée	S(E) SRIM	S(E) CasP	Er% S(E) /SRIM	Er% S(E) /CasP
1	115,5567	116,8981	140,6779	1,15	17,86
3	62,4989	61,4488	67,3069	1,71	7,14
5	44,9632	43,8750	46,8456	2,48	4,02
7	35,6531	34,7587	36,6949	2,57	2,84
9	29,8285	29,0650	30,8192	2,63	3,21
10	27,6277	26,9437	28,1827	2,54	1,97
12	24,1649	23,5817	24,5857	2,47	1,71
15	20,5029	19,9996	20,7627	2,52	1,25
20	16,5210	16,1274	16,6760	2,44	0,93
30	12,1564	11,8752	12,2120	2,37	0,45
40	9,7723	9,5450	9,7930	2,38	0,21
50	8,2552	8,0643	8,2660	2,37	0,13
60	7,2004	7,0338	7,2040	2,37	0,05
70	6,4211	6,2724	6,4210	2,37	0,00
80	5,8213	5,6861	5,7890	2,38	0,56
90	5,3442	5,2199	5,3400	2,38	0,08
100	4,9557	4,8387	4,9510	2,42	0,09

Tableau. III.5 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt des protons calculées et données par différents auteurs

dans la cible ${}^{64}_{30}\text{Zn}$ avec leurs écarts par rapport à SRIM et CasP.

$E(\text{MeV/u})$	$S(E)$ Calculé	$S(E)$ SRIM	$S(E)$ CasP	$Er\% S(E) / \text{SRIM}$	$Er\% S(E) / \text{CasP}$
3	6451,5445	6380,69	6370,9981	1,11	1,26
5	5387,5757	5170,66	5197,7401	4,19	3,65
7	4595,9505	4351,73	4403,9548	5,61	4,36
9	4009,2980	3776,19	3831,4501	6,17	4,64
10	3767,8333	3545,997	3600,7533	6,25	4,64
12	3366,4163	3168,7	3219,3974	6,24	4,57
15	2913,7416	2746,396	2786,2523	6,09	4,57
20	2389,0712	2268,081	2290,0188	5,33	4,32
30	1780,1855	1689,7533	1713,7476	5,35	3,88
40	1435,8367	1359,5822	1386,064	5,61	3,59
50	1213,7451	1146,4764	1176,0829	5,87	3,20
60	1058,4151	1000,1043	1028,2486	5,83	2,93
70	943,3388	891,0518	915,5367	5,87	3,04
80	854,6825	808,3118	832,8625	5,74	2,62
90	784,1254	741,8803	764,9717	5,69	2,50
100	726,6702	687,1548	709,6045	5,75	2,40

Tableau. III.6 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion ^{24}Mg calculées et données par différents auteurs dans la cible $^{64}_{30}\text{Zn}$ avec leurs écarts par rapport à SRIM et CasP.

$E(\text{MeV/u})$	$S(E)$ Calculé	$S(E)$ SRIM	$S(E)$ CasP	$Er\% S(E) / \text{SRIM}$	$Er\% S(E) / \text{CasP}$
5	8637,7565	8354,406	8162,9002	3,39	5,82
7	7512,7694	7178,782	7072,5047	4,65	6,22
9	6660,3598	6316,838	6257,0621	5,44	6,44
10	6300,4666	5964,499	5919,9623	5,63	6,43
12	5690,4651	5378,98	5353,1073	5,79	6,30
15	4985,0115	4712,448	4691,1488	5,78	6,26
20	4141,8584	3928,897	3907,7213	5,42	5,99
30	3129,2992	3007,322	2966,1017	4,06	5,50
40	2540,4604	2465,022	2419,9623	3,06	4,98
50	2154,8472	2094,8369	2060,2636	2,86	4,59
60	1882,6929	1837,7103	1806,0264	2,45	4,24
70	1679,9066	1641,6182	1616,7608	2,33	3,90
80	1523,0863	1492,548	1468,9295	2,05	3,69
90	1397,9584	1372,4927	1351,2241	1,85	3,46
100	1295,8812	1273,4479	1254,2373	1,76	3,32

Tableau. III.7 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion ^{32}S calculées et données par différents auteurs dans la cible $^{64}_{30}\text{Zn}$ avec leurs écarts par rapport à SRIM et CasP.

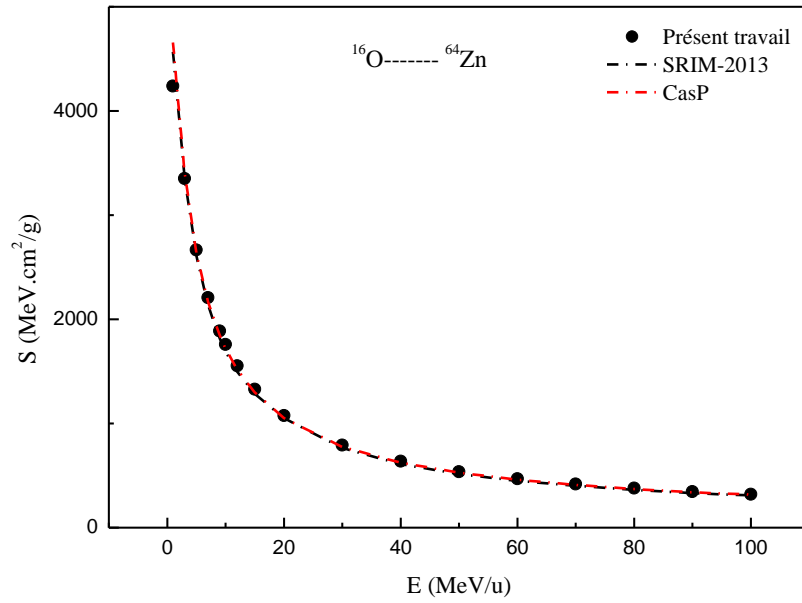


Figure. III. 3 : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{16}O dans la cible ^{64}Zn en fonction de l'énergie incidente.

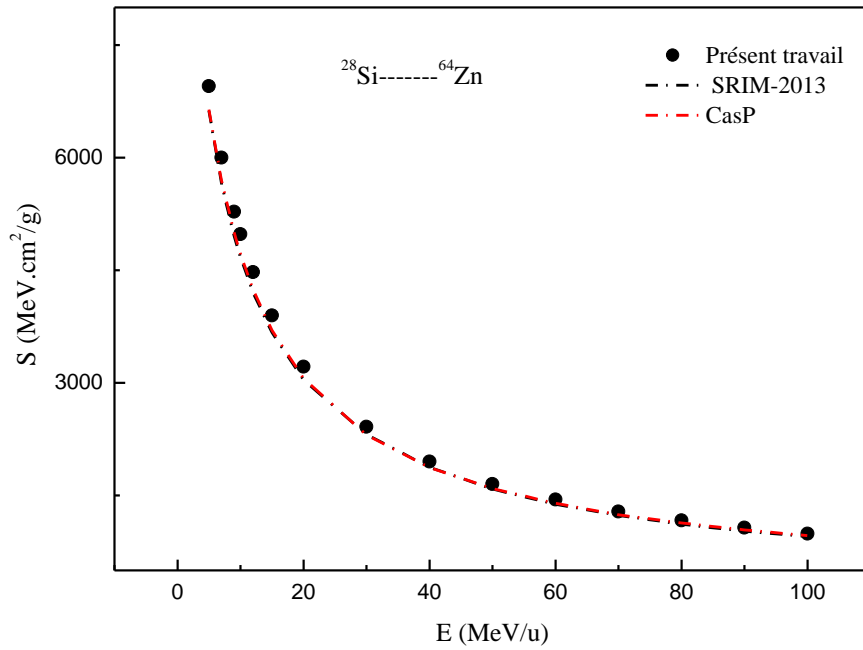


Figure. III. 4 : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{28}Si dans la cible ^{64}Zn en fonction de l'énergie incidente.

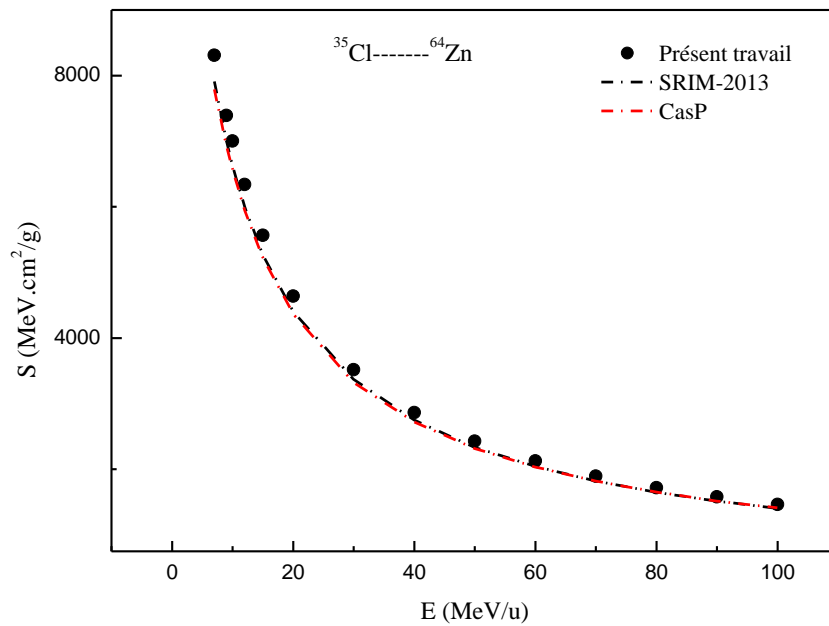


Figure. III. 5 : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{35}Cl dans la cible $^{64}_{30}\text{Zn}$ en fonction de l'énergie incidente.

III.4.2. La charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions incidents ^1H , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl dans la cible de $^{84}_{36}\text{Kr}$

Sur les tableaux III.8-III.10 sont indiqués les résultats du pouvoir d'arrêt $S(E)$ obtenues des ions ^1H , ^{24}Mg , ^{32}S , nous avons aussi présenté à travers les figures. III.6-III.8, les valeurs de $S(E)$ des ions ^{16}O , ^{28}Si , ^{35}Cl dans la cible de $^{84}_{36}\text{Kr}$. En ce qui concerne la charge effective de ces particules, nous avons suivi la même démarche citée au paragraphe III.4.1. Nous remarquons que nos valeurs s'accordent assez bien avec celles données par les codes SRIM, PSTAR et MSTAR. C'est ainsi que les différences maximales sont trouvées égales à 4.64% (^{32}S à $E = 18 \text{ MeV/u}$) et 5.49% (^{35}Cl à $E = 18 \text{ MeV/u}$) respectivement par rapport à SRIM, PSTAR et MSTAR (^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl) (voir tableau. III.10 et figure III.8). On peut dire que $Er(S(E)) \leq 5.49\%$ pour tous les ions dans la gamme d'énergie $18 \text{ MeV/u} \leq E \leq 100 \text{ MeV/u}$.

E (MeV/u)	$S(E)$ Calculé	$S(E)$ SRIM	$S(E)$ PSTAR	$Er\%S(E)$ /SRIM	$Er\%S(E)$ /PSTAR
18	16,0769	16,2270	16,4500	0,92	2.27
20	14,8363	15,0063	14,8900	1,13	0.36
30	10,9374	11,0544	10,9900	1,06	0,48
40	8,8060	8,8974	8,8430	1,03	0,42
50	7,4436	7,5218	7,4780	1,04	0,46
60	6,4964	6,5634	6,5270	1,02	0,47
70	5,7960	5,8551	5,8240	1,01	0,48
80	5,2573	5,3088	5,2820	0,97	0,47
90	4,8273	4,8746	4,8510	0,97	0,49
100	4,4771	4,5205	4,4990	0,96	0,49

Tableau. III.8 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt des protons calculées et données par différents auteurs dans la cible de ${}^{84}_{36}\text{Kr}$ avec leurs écarts par rapport à SRIM et PSTAR.

E (MeV/u)	$S(E)$ Calculé	$S(E)$ SRIM	$S(E)$ MSTAR	$Er\% S(E)$ /SRIM	$Er\% S(E)$ /MSTAR
18	2313,2380	2288,024	2256,626	1,10	2,51
20	2146,3590	2130,933	2098,842	0,72	2,26
30	1602,2897	1575,6504	1572,006	1,69	1,93
40	1294,2979	1266,5029	1272,685	2,19	1,69
50	1094,7565	1068,4116	1078,897	2,46	1,47
60	955,1938	932,6494	942,8142	2,42	1,31
70	851,7374	831,2041	841,8185	2,47	1,18
80	772,0523	754,2696	763,7522	2,36	1,09
90	708,4384	692,4424	701,5898	2,31	0,98
100	656,6276	641,5203	650,8393	2,35	0,89

Tableau. III.9 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion ${}^{24}\text{Mg}$ calculées et données par différents auteurs dans la cible ${}^{84}_{36}\text{Kr}$ avec leurs écarts par rapport à SRIM et MSTAR.

E (MeV/u)	$S(E)$ Calculé	$S(E)$ SRIM	$S(E)$ MSTAR	$Er\% S(E)$ /SRIM	$Er\% S(E)$ /MSTAR
18	3992,0779	3948,8	3815,017	1,09	4,64
20	3720,9617	3651,639	3565,504	1,89	4,36
30	2816,6239	2804,143	2715,342	0,44	3,73
40	2290,1022	2296,8843	2219,012	0,29	3,20
50	1943,6734	1952,7241	1891,922	0,46	2,73
60	1699,1559	1713,6147	1659,426	0,84	2,39
70	1516,8479	1531,5351	1485,381	0,96	2,12
80	1375,8951	01392,4745	1349,999	1,19	1,92
90	1263,0769	1280,4266	1241,687	1,35	1,72
100	1171,0243	1188,3879	1152,94	1,46	1,57

Tableau. III.10 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion ${}^{32}\text{S}$ calculées et données par différents auteurs dans la cible ${}^{84}_{36}\text{Kr}$ avec leurs écarts par rapport à SRIM et MSTAR.

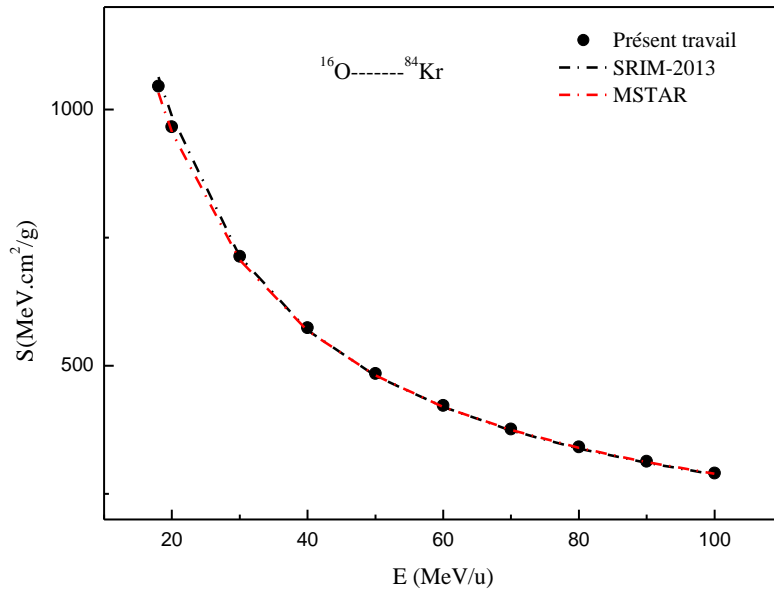


Figure. III. 6 : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{16}O dans la cible de $^{84}_{36}\text{Kr}$ en fonction de l'énergie incidente.

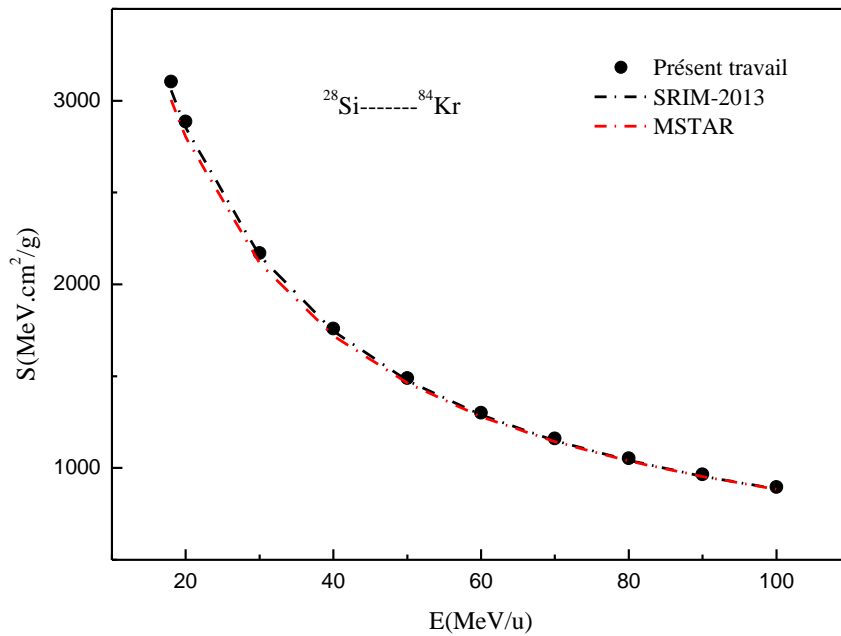


Figure. III.7 : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{28}Si dans la cible de $^{84}_{36}\text{Kr}$ en fonction de l'énergie incidente.

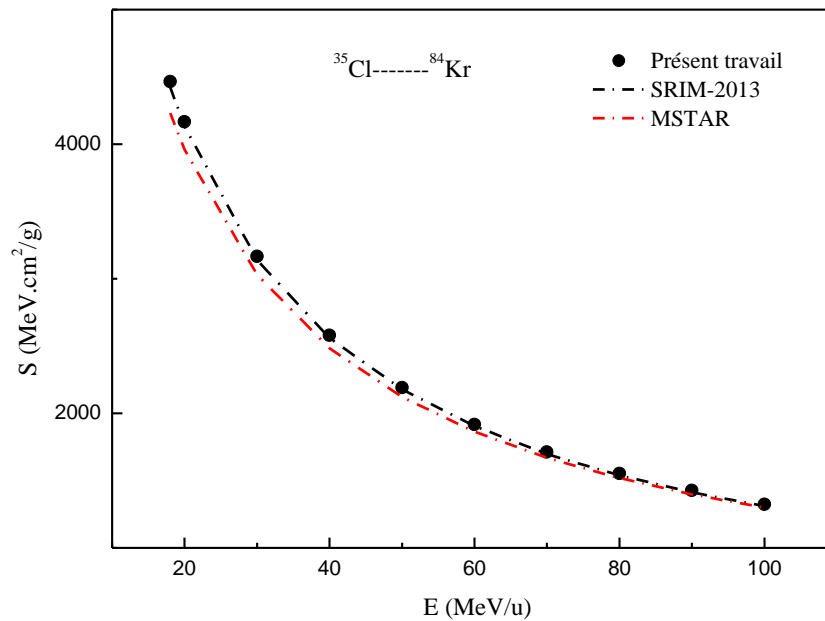


Figure. III.8 : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{35}Cl dans la cible de $^{84}_{36}\text{Kr}$ en fonction de l'énergie incidente.

III.4.3. La charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions incidents ^1H , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl dans la cible d' $^{107}_{47}\text{Ag}$

Nous avons déterminé les valeurs du pouvoir d'arrêt des ions ^1H , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl dans la cible d' $^{107}_{47}\text{Ag}$ aux énergies $1 \text{ MeV/u} \leq E \leq 100 \text{ MeV/u}$. Nous avons adopté l'expression de la charge effective définie dans la référence [22] (même démarche suivie qu'au paragraphe III.4.1). D'après les tableaux. III.11-III.13 et les figures. III.9- III.11, on constate qu'un accord remarquable existe entre nos valeurs et celles générées par les codes SRIM, PSTAR et MSTAR, les écarts maximums sont égaux à 7,4% (proton à $E = 1 \text{ MeV/u}$, voir tableau. III.11) par rapport aux codes SRIM-2013 et PSTAR. Pour les autres ions, les résultats trouvés sont jugés assez bon comparés à ceux donnés par SRIM et MSTAR, surtout aux énergies $E \geq 2 \text{ MeV/u}$, les différences obtenues sont inférieures à 6,48% ($E = 2 \text{ MeV/u}$, figure. III.9). L'écart relatif $Er(S(E)) < 6.48\%$ pour tous les ions dans la gamme d'énergie $2 \text{ MeV/u} \leq E \leq 100 \text{ MeV/u}$.

$E(\text{MeV/u})$	$S(E)_{\text{Calculé}}$	$S(E)_{\text{SRIM}}$	$S(E)_{\text{PSTAR}}$	$Er\% S(E) / \text{SRIM}$	$Er\% S(E) / \text{PSTAR}$
1	88,948	93,0405	96,06	4,4	7,4
2	63,22	63,7455	64,0900	0,82	1,36
3	49,9868	50,2924	50,41	0,61	0,84
4	42,0501	42,1654	42,2400	0,27	0,45
5	36,5857	36,601	36,68	0,04	0,26
6,5	31,0094	30,8268	30,8900	0,59	0,39
10	23,1589	23,0116	23,05	0,64	0,47
12	20,4212	20,2499	19,7200	0,84	3,55
15	17,3686	17,2781	17,32	0,52	0,28
20	14,1634	14,0363	14,07	0,9	0,66
30	10,515	10,4244	10,45	0,87	0,62
40	8,5015	8,4264	8,447	0,89	0,64
50	7,2072	7,1448	7,163	0,87	0,62
60	6,3036	6,2484	6,264	0,88	0,63
70	5,6322	5,5831	5,598	0,88	0,61
80	5,1141	5,0698	5,083	0,87	0,61
90	4,7021	4,6596	4,672	0,91	0,64
100	4,365	4,3255	4,337	0,91	0,64

Tableau. III.11 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt des protons calculées et données par différents auteurs dans la cible d' $^{107}_{47}\text{Ag}$ avec leurs écarts par rapport à SRIM et PSTAR.

$E(\text{MeV/u})$	$S(E)_{\text{Calculé}}$	$S(E)_{\text{SRIM}}$	$S(E)_{\text{MSTAR}}$	$Er\% S(E) / \text{SRIM}$	$Er\% S(E) / \text{MSTAR}$
3	5123,1176	5247,845	5216,342	2,38	1,79
4	4731,7305	4700,791	4754,283	0,66	0,47
5	4379,7171	4260,129	4363,178	2,81	0,38
6,5	3942,9239	3755,495	3882,02	4,99	1,57
10	3164,5914	2997,715	3093,36	5,57	2,30
12	2850,9525	2707,462	2776,865	5,29	2,67
15	2474,1502	2378,202	2412,931	4,03	2,54
20	2052,6871	1989,9326	1990,618	3,15	3,12
30	1542,9033	1485,651	1494,462	3,85	3,24
40	1251,3560	1199,5035	1212,574	4,32	3,19
50	1061,3805	1015,4126	1029,95	4,53	3,05
60	927,9615	888,2504	901,5376	4,47	2,93
70	828,5808	792,9051	806,0827	4,49	2,79
80	751,8184	720,4706	732,1672	4,35	2,68
90	690,7523	662,1433	673,2008	4,32	2,61
100	640,7835	614,0213	624,9709	4,36	2,53

Tableau. III.12 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion ^{24}Mg calculé et données par différents auteurs dans la cible d' $^{107}_{47}\text{Ag}$ avec leurs écarts par rapport à SRIM et MSTAR.

$E(\text{MeV/u})$	$S(E)_{\text{Calculé}}$	$S(E)_{\text{SRIM}}$	$S(E)_{\text{MSTAR}}$	$Er\% S(E) / \text{SRIM}$	$Er\% S(E) / \text{MSTAR}$
5	7009,1954	6883,495	7019,574	1,83	0,15
6,5	6405,3329	6107,383	6351,085	4,88	0,85
10	5287,6004	5042,015	5191,737	4,87	1,85
12	4816,5830	4597,507	4706,215	4,76	2,34
15	4231,6146	4080,114	4133,927	3,71	2,36
20	3558,3758	3447,641	3451,091	3,21	3,11
30	2712,4818	2644,146	2622,988	2,58	3,41
40	2214,4583	2175,887	2140,358	1,77	3,46
50	1884,7525	1855,7267	1823,313	1,56	3,37
60	1651,0269	1632,6172	1598,556	1,13	3,28
70	1475,8963	1460,5375	1430,641	1,05	3,16
80	1340,0989	1330,4767	1300,194	0,72	3,07
90	1231,7833	1224,4288	1195,908	0,60	2,99
100	1142,9869	1137,3899	1110,486	0,49	2,93

Tableau. III.13 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion ^{32}S calculées et données par différents auteurs dans la cible d' $^{107}_{47}\text{Ag}$ avec leurs écarts par rapport à SRIM et MSTAR.

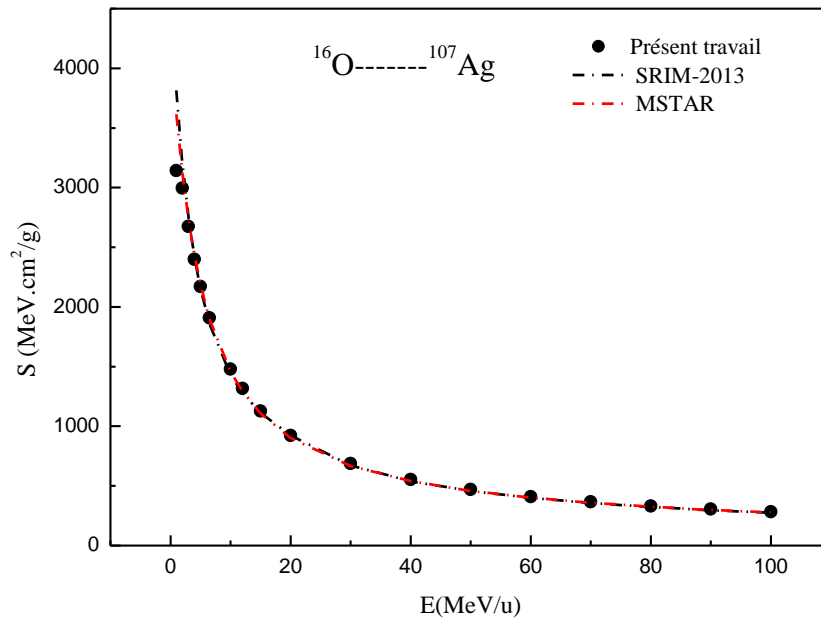


Figure. III.9 : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{16}O dans la cible d' $^{107}_{47}\text{Ag}$ en fonction de l'énergie incidente.

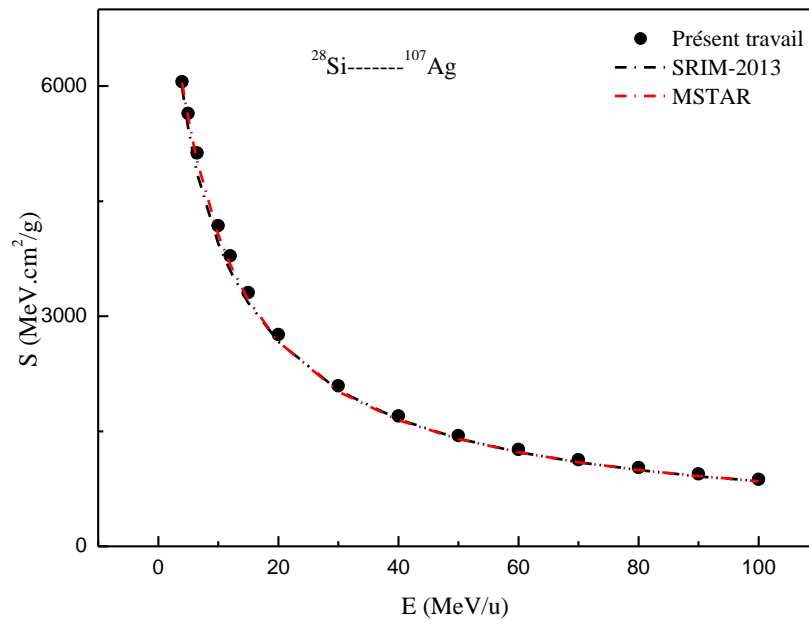


Figure. III.10 : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{28}Si dans la cible d' $^{107}_{47}\text{Ag}$ en fonction de l'énergie incidente.

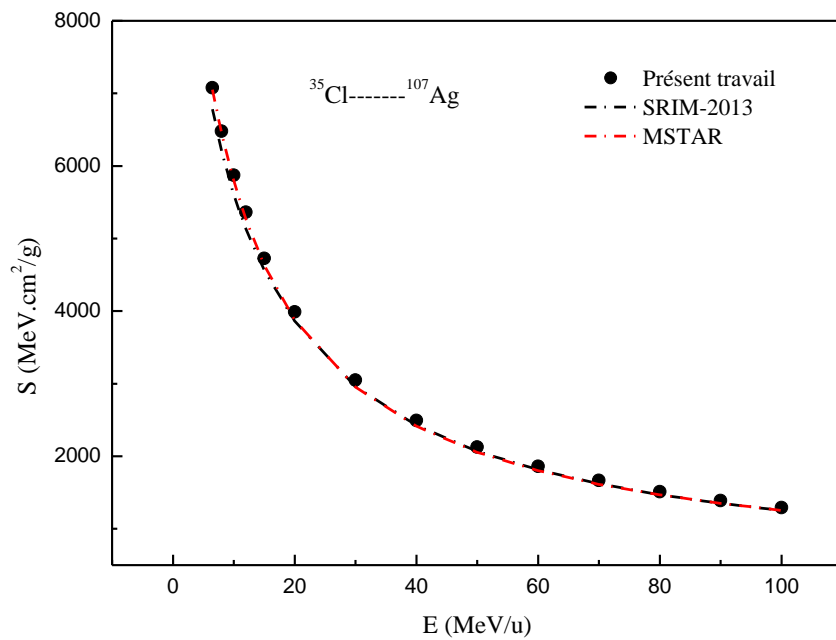


Figure. III.11 : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{35}Cl dans la cible d' $^{107}_{47}\text{Ag}$ en fonction de l'énergie incidente.

III.5. La contribution de la correction des couches dans le calcul du pouvoir d'arrêt des ions incidents ^1H , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl dans les cibles $^{64}_{30}\text{Zn}$, $^{84}_{36}\text{Kr}$, $^{107}_{47}\text{Ag}$

Afin d'évaluer la contribution des corrections de couches C/Z_2 , nous avons calculé le pouvoir d'arrêt en utilisant la formule de Bethe-Bloch avec et sans C/Z_2 des ions ^1H , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{35}Cl dans les cibles $^{64}_{30}\text{Zn}$, $^{84}_{36}\text{Kr}$, $^{107}_{47}\text{Ag}$ aux énergies $1\text{MeV}/u \leq E \leq 100\text{MeV}/u$. L'écart sur $S(E)$ est donné par l'expression suivante :

$$Er(S(E)) = \left[\frac{S(E)_{\text{sans}}}{S(E)_{\text{avec}}} - 1 \right] = \frac{(C/Z_2)}{\left\{ \ln\left(\frac{2meV^2}{I}\right) - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z_2} \frac{\delta}{2} + Z_1 L_1 + Z_1^2 L_2 \right\}} \quad (\text{III-3})$$

A partir de cette dernière expression, on constate que pour la même cible Z_2 et énergie (E), l'écart sur $S(E)$ est pratiquement constant à l'ensemble des ions incidents. On remarque aussi qu'en changeant de cible Z_2 du plus petit ($^{64}_{30}\text{Zn}$) au plus grand ($^{107}_{47}\text{Ag}$) et en gardant E inchangée, les valeurs de C/Z_2 deviennent plus importantes et par la même celles de $Er(S(E))$. Dans les deux cas et d'après l'équation (III-3), on peut dire que lorsque E croît, $Er(S(E))$ décroît. Les résultats obtenus sur les figures. III.12 et III.13 et les tableaux. III.14 et III.15 sont conformes avec la relation (III-3). Les maximums des écarts de $S(E)$ sont trouvés égaux à 14,54% ($E=1\text{MeV}/u$), 2,97% ($E=18\text{MeV}/u$) et 14,21% ($E=2\text{MeV}/u$) respectivement aux cibles $^{64}_{30}\text{Zn}$, $^{84}_{36}\text{Kr}$, $^{107}_{47}\text{Ag}$. Ces résultats montrent que l'apport des corrections de couches peut influencer sur la détermination de $S(E)$ s'il n'est pas pris en considération. Pour conclure, on peut dire que la contribution de C/Z_2 est d'une grande importance dans le calcul du pouvoir d'arrêt et améliore sa précision particulièrement pour les cibles moyennes et lourdes surtout aux énergies de quelques MeV/u.

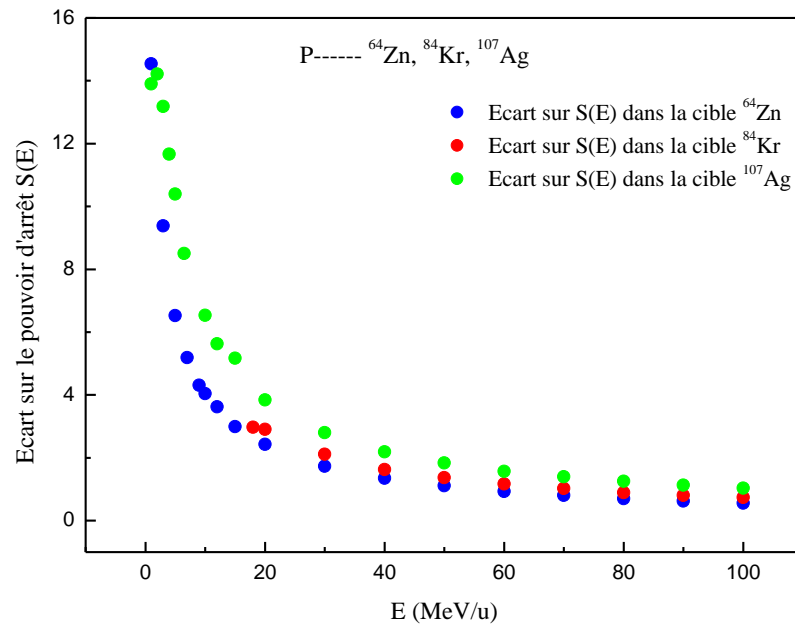


Figure. III.12 : L'écart sur le pouvoir d'arrêt (avec et sans correction de couches) des protons dans les cibles $^{64}_{30}\text{Zn}$, $^{84}_{36}\text{Kr}$, $^{107}_{47}\text{Ag}$ en fonction de l'énergie.

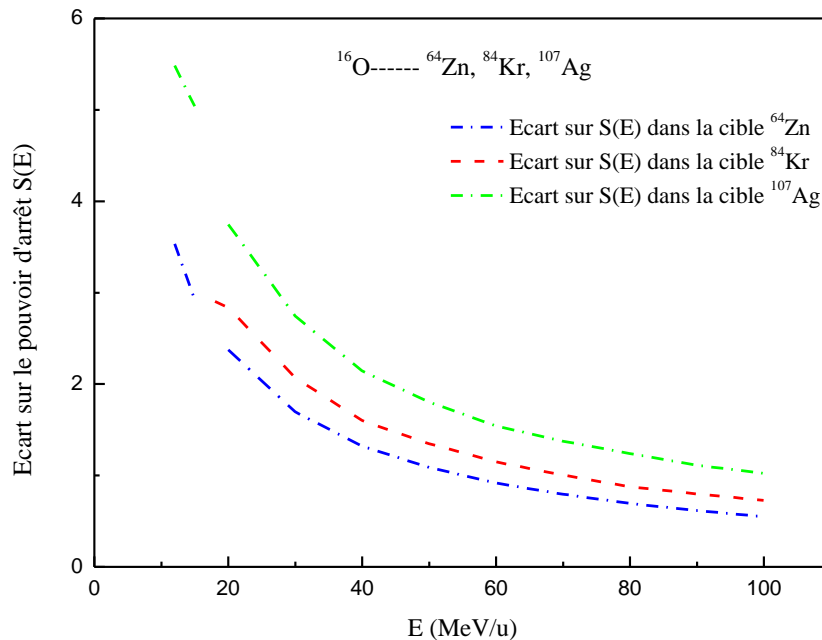


Figure. III.13 : L'écart sur le pouvoir d'arrêt (avec et sans correction de couches) de l'ion ^{16}O dans les cibles $^{64}_{30}\text{Zn}$, $^{84}_{36}\text{Kr}$, $^{107}_{47}\text{Ag}$ en fonction de l'énergie.

Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus.

E (MeV/u)	$Er\% S(E)$ ^{24}Mg ---- ^{64}Zn	$Er\% S(E)$ ^{28}Si ---- ^{64}Zn	$Er\% S(E)$ ^{24}Mg ---- ^{84}Kr	$Er\% S(E)$ ^{28}Si ---- ^{84}Kr	$Er\% S(E)$ ^{24}Mg ---- ^{107}Ag	$Er\% S(E)$ ^{28}Si ---- ^{107}Ag
12	3,53	3,54	/	/	5,49	5,49
15	2,92	2,92	/	/	5,03	5,03
18	/	/	2,89	2,89	/	/
20	2,37	2,37	2,83	2,83	3,73	3,73
30	1,69	1,68	2,06	2,06	2,73	2,72
40	1,31	1,31	1,59	1,59	2,13	2,13
50	1,08	1,08	1,34	1,34	1,79	1,79
60	0,91	0,91	1,14	1,14	1,53	1,53
70	0,79	0,79	0,99	0,99	1,37	1,36
80	0,69	0,69	0,87	0,87	1,23	1,23
90	0,61	0,61	0,79	0,79	1,1	1,1
100	0,54	0,54	0,72	0,72	1,02	1,01

Tableau. III.14 : L'écart sur le pouvoir d'arrêt (avec et sans correction de couches) des ions ^{24}Mg ,

^{28}Si dans les cibles ^{64}Zn , ^{84}Kr , ^{107}Ag en fonction de l'énergie.

E (MeV/u)	$Er\% S(E)$ ^{32}S ---- ^{64}Zn	$Er\% S(E)$ ^{35}Cl ---- ^{64}Zn	$Er\% S(E)$ ^{32}S ---- ^{84}Kr	$Er\% S(E)$ ^{35}Cl ---- ^{84}Kr	$Er\% S(E)$ ^{32}S ---- ^{107}Ag	$Er\% S(E)$ ^{35}Cl ---- ^{107}Ag
12	3,55	3,55	/	/	5,51	5,52
15	2,92	2,93	/	/	5,04	5,04
18	/	/	2,89	2,89	/	/
20	2,37	2,37	2,83	2,83	3,74	3,74
30	1,68	1,68	2,05	2,05	2,72	2,72
40	1,31	1,31	1,59	1,59	2,12	2,12
50	1,08	1,08	1,33	1,33	1,78	1,78
60	0,91	0,91	1,14	1,14	1,53	1,52
70	0,79	0,79	0,99	0,99	1,36	1,36
80	0,69	0,69	0,87	0,87	1,23	1,23
90	0,61	0,61	0,79	0,79	1,1	1,1
100	0,54	0,54	0,72	0,72	1,01	1,01

Tableau. III.15 : L'écart sur le pouvoir d'arrêt (avec et sans correction de couches) des

ions ^{32}S , ^{35}Cl dans les cibles ^{64}Zn , ^{84}Kr , ^{107}Ag en fonction de l'énergie.

III.6. Calcul du pouvoir d'arrêt des ions ^{16}O , ^{28}Si dans les cibles ^{64}Zn , ^{107}Ag indépendamment des corrections de couches

Afin de valider l'expression (II-18, voir chapitre II), nous avons déterminé et comparé le pouvoir d'arrêt trouvé par cette dernière et celui donné par la formule de Bethe-Bloch (Eq. I-23) des ions ^{16}O , ^{28}Si respectivement dans les cibles $^{64}_{30}\text{Zn}$ et $^{107}_{47}\text{Ag}$. A partir du tableau. III.16, nous remarquons que les mêmes valeurs de $S(E)$ sont obtenues par les deux relations. La connaissance précise du pouvoir d'arrêt des protons $S_p(E)$ (expérimentalement c'est possible) ainsi que les termes de corrections de Barkas $L_1(p)$ et de Bloch $L_2(p)$, $L_2(Z_1)$ des protons et de l'ion de numéro atomique Z_1 , permet le calcul du $S(E, Z_1)$ de tous les ions. Nous avons appliqué cette dernière pour la détermination du pouvoir d'arrêt des ions ^{16}O , ^{28}Si respectivement dans les cibles $^{64}_{30}\text{Zn}$ et $^{107}_{47}\text{Ag}$ en utilisant les valeurs de $S_p(E)$ expérimentales et celles générées par les codes SRIM et PSTAR. Les résultats donnés dans les tableaux. III.17 et III.18 (les écarts maximums trouvés sont égaux à 5,24% , 2,94% , 5,87% et 6,25% respectivement à SRIM, MSTAR, CasP et les valeurs expérimentales aux énergies $E \geq 3\text{Mev/u}$) montrent qu'on peut utiliser cette relation dans le calcul du pouvoir d'arrêt sans avoir le recours aux corrections de couches C/Z_2 à condition que les valeurs de $S_p(E)$ sont déterminées avec précision.

Rappel des expressions (I-23 et II-18) :

$$S(E) = \kappa \frac{Z_1^2 Z_2}{\beta^2} \left\{ \text{Ln} \left(\frac{2m_e v^2}{\langle I \rangle} \right) - \text{Ln}(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{c}{Z_2} - \frac{\delta}{2} + Z_1 L_1 + Z_1^2 L_2 \right\} \quad (\text{I-23})$$

$$S(E, Z_1) = Z_1^2 S_p(E) + \left(\frac{K Z_1^2 Z_2}{\beta^2} \right) [(Z_1 - 1) L_1(p) + (Z_1^2 L_2(Z_1) - L_2(p))] \quad (\text{II-18})$$

E (MeV/u)	¹⁶O-----⁶⁴Zn Expression (I-23)	¹⁶O-----⁶⁴Zn Expression (II-18)	²⁸Si-----¹⁰⁷Ag Expression (I-23)	²⁸Si-----¹⁰⁷Ag Expression (II-18)
3	3351,1437	3351,1437	/	/
4	/	/	6056,4099	6056,4099
5	2666,374	2666,374	5642,5075	5642,5075
6.5	/	/	5128,3044	5128,3044
7	2206,7278	2206,7278	/	/
9	1886,7627	1886,7627	/	/
10	1759,6668	1759,6668	4179,0117	4179,0117
12	1553,5092	1553,5092	3786,5402	3786,5402
15	1328,0645	1328,0645	3306,826	3306,826
20	1075,6535	1075,6535	2762,1892	2762,1892
30	792,8628	792,8628	2090,4979	2090,4979

Tableau. III.16: Pouvoir d'arrêt des ions ¹⁶O, ²⁸Si respectivement dans les cibles

⁶⁴Zn et ¹⁰⁷Ag en utilisant les expressions (I-23 et II-18).

E (MeV/u)	S(E) Calculé/SRIM (II-18)	S(E) Calculé/CasP (II-18)	S(E) Calculé/Exp (II-18)	S(E) SRIM	S(E) CasP	Er% S(E)/SRIM	Er% S(E)/CasP	Er% S(E)_{EXP}/SRIM
1	4290,96541	5204,44483	4183,10124	4568,554	4656,3088	6,08	11,77	8,44
3	3295,28986	3606,89471	3412,37473	3355,578	3406,7797	1,79	5,87	1,69
5	2603,05933	2775,90079	2690,04358	2613,656	2640,3013	0,40	5,13	2,92
7	2152,60963	2269,76029	2224,08496	2138,234	2165,725	0,67	4,80	4,01
9	1839,6122	1947,93756	1899,2026	1815,9898	1844,6328	1,30	5,60	4,58
10	1717,1422	1794,16426	1772,86076	1691,902	1719,3974	1,49	4,35	4,78
12	1516,91421	1579,90606	/	1496,7679	1517,8908	1,34	4,08	/
15	1296,23689	1344,49666	/	1284,6302	1296,6102	0,90	3,69	/
20	1050,60748	1085,51672	/	1050,4879	1050,8475	0,01	3,29	/
30	774,891928	796,412334	/	764,4397	776,4595	1,37	2,57	/
40	622,338115	638,2001	/	610,8624	624,1055	1,88	2,26	/
50	525,202544	538,109443	/	515,2147	527,2128	1,94	2,07	/
60	457,606407	468,499031	/	449,7821	459,7928	1,74	1,89	/
70	407,697184	417,205655	/	400,3584	410,0753	1,83	1,74	/
80	369,295187	375,877626	/	362,5404	371,7514	1,86	1,11	/
90	338,781192	346,465529	/	332,6262	341,2429	1,85	1,53	/
100	313,852987	321,036653	/	308,0147	316,3842	1,89	1,47	/

Tableau. III.17: Pouvoir d'arrêt de l'ion ¹⁶O dans la cible de ⁶⁴Zn calculé à partir des valeurs de S_p données par les codes SRIM, CasP et expérimentales en utilisant l'expression (II-18).

Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus.

E (MeV/u)	$S(E)$ Calculé/SRIM (II-18)	$S(E)$ Calculé/PSTAR (II-18)	$S(E)$ Calculé/Exp (II-18)	$S(E)$ SRIM	$S(E)$ MSTAR	$Er\%$ $S(E)/SRIM$	$Er\%$ $S(E)/MSTAR$	$Er\%$ $S(E)_{EXP}/EXP$
4	6073,1421	6083,97	6118,81	5975,12	6038,868	1,64	0,75	2,40
5	5644,8653	5657,0358	5657,0358	5455,23	5587,604	3,48	1,24	3,70
6,5	5098,4152	5108,7611	53,6375	4858,37	5019,872	4,94	1,77	/
10	4152,988	4159,7778	4186,2729	3946,32	4062,282	5,24	2,4	6,08
12	3755,5373	3659,6427	90,7236	3588,98	3668,831	4,64	0,25	/
15	3290,056	3297,8193	87,4646	3173,63	3209,775	3,67	2,74	/
20	2738,0933	2744,4804	2803,2446	2665,26	2667,966	2,73	2,87	5,18
30	2072,9891	2077,9333	2062,4771	2032,88	2018,606	1,97	2,94	1,45
40	1686,1026	1690,1081	1756,8539	1653,68	1643,635	1,96	2,83	6,24
50	1432,58	1436,133	1490,2098	1402,56	1398,558	2,14	2,69	6,25
60	1253,4242	1256,4788	1263,5182	1226,47	1225,351	2,2	2,54	3,02
70	1119,76	1122,6814	27,08	1096,41	1096,2	2,13	2,41	/
80	1016,3568	1018,9339	23,6157	994,667	995,9981	2,18	2,3	/
90	933,602	936,0202	20,8968	914,03	915,9615	2,14	2,19	/
100	866,1348	868,3869	898,3615	848,31	850,4434	2,09	2,1	/

Tableau. III.18: Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{28}Si dans la cible de $^{107}_{47}\text{Ag}$ calculé à partir des valeurs de S_p données par les codes SRIM , PSTAR et expérimentales en utilisant l'expression (II-18).

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans le cadre de ce travail, nous avons calculé les corrections de couches des cibles ${}^{64}_{30}\text{Zn}$, ${}^{84}_{36}\text{Kr}$, ${}^{107}_{47}\text{Ag}$, la charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions incidents ${}^1\text{H}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{35}\text{Cl}$ aux énergies $1 \text{ MeV/u} \leq E \leq 100 \text{ MeV/u}$. Nous avons aussi évalué la contribution de C/Z_2 et testé la validité de la relation (II-18).

Nous avons adopté l'expression semi empirique de Ziegler et l'approche théorique de Walske-Bichsel pour le calcul de C/Z_2 des cibles ${}^{64}_{30}\text{Zn}$, ${}^{84}_{36}\text{Kr}$, ${}^{107}_{47}\text{Ag}$. Les résultats trouvés sont jugés acceptables par rapport à ceux donnés par Bichsel pour les cibles ${}^{64}_{30}\text{Zn}$, ${}^{107}_{47}\text{Ag}$ dont les écarts obtenus sont inférieurs à 8,3%.

Afin de déterminer le pouvoir d'arrêt des ions cités ci-dessus, nous avons utilisé les relations de la charge effective Z_1^* données dans le tableau. II.2 et les corrections de couches obtenues des trois cibles. Un bon accord a été trouvé entre les valeurs de $S(E)$ des ions ${}^1\text{H}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{35}\text{Cl}$ dans les cibles ${}^{64}_{30}\text{Zn}$, ${}^{84}_{36}\text{Kr}$, ${}^{107}_{47}\text{Ag}$ et celles générées par les codes de calcul SRIM-2013, PSTAR, MSTAR et CasP, principalement les protons, l'écart maximum sur $S(E)$ ($Er(S(E))$) de l'ion ${}^1\text{H}$ est égal à 7,14%, 2,27%, 0,91% par rapport aux codes SRIM-2013, PSTAR et CasP respectivement pour les trois cibles aux énergies $E \geq 3 \text{ MeV/u}$. Par contre, les différences sur $S(E)$ des ions ${}^{16}\text{O}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{35}\text{Cl}$ ont été obtenues inférieures ou égales à 6,44%, 5,49% et 6,48% par rapport aux codes SRIM et MSTAR dans la même gamme d'énergie. On peut dire que $Er(S(E)) \leq 7,14\%$ pour les cinq ions dans les trois cibles aux énergies $3 \frac{\text{MeV}}{\text{u}} \leq E \leq 100 \frac{\text{MeV}}{\text{u}}$.

Afin d'évaluer la contribution des corrections de couches sur le pouvoir d'arrêt, nous avons calculé $S(E)$ avec et sans C/Z_2 . Les maximums des écarts de $S(E)$ ont été trouvés égaux à 14,54% ($E=1 \text{ MeV/u}$), 2,97% ($E=18 \text{ MeV/u}$) et 14,21% ($E=2 \text{ MeV/u}$) respectivement par rapport aux cibles ${}^{64}_{30}\text{Zn}$, ${}^{84}_{36}\text{Kr}$, ${}^{107}_{47}\text{Ag}$. L'apport des corrections de couches peut influencer sur la détermination de $S(E)$ s'il n'est pas pris en considération. La contribution de C/Z_2 est d'une grande importance dans le calcul du pouvoir d'arrêt, elle améliore sa précision particulièrement pour les cibles moyennes et lourdes surtout aux énergies de quelques MeV/u.

Enfin, après avoir testé la validité de l'expression (II-18), nous l'avons appliqué pour la détermination du pouvoir d'arrêt des ions ^{16}O , ^{28}Si respectivement dans les cibles $^{64}_{30}\text{Zn}$ et $^{107}_{47}\text{Ag}$ en utilisant les valeurs de $S_p(E)$ générées par les codes SRIM et PSTAR. Les résultats obtenus par la relation (II-18) sont jugés assez bon comparés à ceux donnés par les codes SRIM, CasP, MSTAR et expérimentaux (les écarts maximums trouvés sont respectivement de 5.24%, 5.87, 2.94%, 6.25% par rapport à ces derniers à $E > 3\text{Mev/u}$) pour les deux cibles, voir tableaux. III.17 et III.18. Ces résultats prouvent l'exactitude de la relation (II-18), dans le calcul du pouvoir d'arrêt sans l'utilisation des corrections de couches C/Z_2 à condition que les valeurs de $S_p(E)$ soient déterminées avec précision.

Références

- [1]:Thèse de doctorat présentée par Ster Mammeri, 2010.
- [2]: N. Bohr, Philos. Mag. 25, 10 (1913).
- [3]: N. Bohr, K. Dan. Vidensk.Selsk. Mat. Fys.Medd.18, (8) (1948) 1.
- [4] : H. A. Bethe, Ann. Physik 5 (1930) 325.
- [5]: F. Bloch, Ann. Phys. 16, 285 (1933).
- [6]: J. Lindhard, Mat. Fys.Medd. Dan. Vid. Selesk, 28N° 8 (1954).
- [7]: J. Lindhard, M. Scharff and Schiott, Mat. Fys.Medd. Dan. Vid. Selesk, **33** N° 14(1963).
- [8]: P. Sigmund, A. Schinner, Nucl. Instr. and Meth.B 195, 64 (2002).
- [9]: [P.L. Grande and G. Schiwietz](#), "Impact-Parameter Dependence of the Electronic Energy Loss of Fast Ions", Phys.Rev. **A58**, 3796 (1998).
- [10]: [G. Schiwietz and P.L. Grande](#), "A Unitary Convolution Approximation for the Impact-Parameter Dependent Electronic Energy Loss", Nucl. Instr. and Meth.**B153**, 1 (1999).
- [11]: [G.M de Azevedo, P.L. Grande, and G. Schiwietz](#), "Impact-Parameter Dependent Energy Loss of Screened Ions", Nucl. Instr. and Meth. B164-165, 203-211 (2000).
- [12]: P. Sigmund, Communication privée.
- [13]: Grande, P.L. and Schiwietz, G., program CasP, version 4.1 (2008), downloaded from <http://www.hmi.de/people/schiwietz/casp.html>.
- [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]: J. F. Ziegler, Journal of Applied Physics 85, 3 (1999).
- [17]:H.H. Andersen, J.F. Ziegler, "Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements". in: The Stopping and Ranges of Ions in Matter, edited by J.F. Ziegler, Pergamon press, New York, vol. 3, (1977).
- [18]: M.C. Walske, Phys. Rev. 88, 1283 (1952).
- [19]:M.C. Walske, Phys. Rev. 101, 940 (1956).
- [20]:H. Bichsel, University of California Report No. USC-136-120 (1967).
- [21]:ICRU report 37, Stopping Powers and Ranges for Electrons and Positrons,International Commission on Radiation Units and Measurements, (1984).

- [22]: M. Chekirine, Thèse de doctorat, Université Batna1-Batna, 2017.
- [23]: "Effective charge parameter for ${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$ and ${}^{16}\text{O}$ ions in aluminum, silver, gold, polypropylene and makrofol foils," S. Ourabah, M. Chekirine, R. Khelifi, and B. Bouzid, in press on "Radiatio Physics and chemistry".
- [24]: M. Born, Z. Phys., 38 (1926) 803.
- [25]: A. Dib, Thèse de magister, USTHB-Alger, 2006.
- [26]: O.B. Firsov, Zh. Eksp. Teor. Fis. 36, 1517-1523 (1959) [English Translation: Sov. Phys. JETP 9, 1076-1080 (1959)].
- [27]: S. Mammeri, Thèse de doctorat, USTHB-Alger, 2010.
- [28]: E. Rutherford, E. Phil. Mag. 21, 669, (1911).
- [29]: F. Bloch, Z. Phys. 81 363 (1933).
- [30]: 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.
- [31]: W.H. Barkas, W. Birnbaum and F. M. Smith, Phys. Rev. 101, 778 (1956).
- [32]: H. Bichsel, Phys. Rev. A 28, 1147 (1983).
- [33]: R.M. Sternheimer, S.M. Seltzer, and M.J. Berger, Phys. Rev. B26, 6067 (1982).
- [34]: E. Fermi, Phys. Rev. 57, 485 (1940).
- [35]: J. Lindhard and A. Winther, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selesk, 34N° 4 (1964).
- [36]: H. Bichsel, Phys. Rev. A 41 N° 7 (1990) 3642.
- [37]: W. H. Bragg. and R. Kleeman, Philos. Mag. 10 (1905) 318.
- [38]: G.S. Khandelwal, Nucl. Phys. A 116, 97 (1968).
- [39]: J.F. Janni, At. Data Nucl. Data Tables 27, 147 (1982).
- [40]: N. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk 24, No. 19 (1948).
- [41]: J.F. Ziegler, The Stopping and Ranges of Ions in Matter ("SRIM-2000"), Computer software package. Can be downloaded via internet <http://www.SRIM.org>.
- [42]: L.C. Northcliffe, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963) 67.
- [43]: H. Bichsel, Phys. Rev. A 46, 5761 (1992).