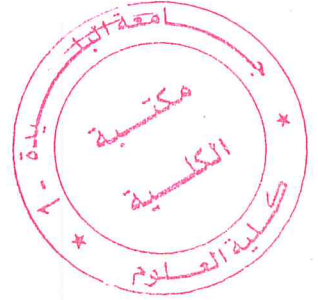


République algérienne démocratique et populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
Université Saad Dahleb Blida 1



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 :

Pouvoir d'arrêt et charges effectives des ions ^{16}O , ^{19}F , ^{23}Na ,
 ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si et ^{31}P dans les cibles d'aluminium et
polypropylène pour des vitesses $V > V_0 Z^{2/3}$

Présenté par :

Ayache Khadidja et Mendjel Amina

Soutenu le 23/10/2018, devant le jury composé de :

Mr. R. Khelifi	Professeur	U.S.D.B 1	Président
Mr. M. Chekirine	Maitre de conférences B	U.S.D.B 1	Rapporteur
Mr. M. Zilabdi	Maitre-Assistant-A	U.S.D.B 1	Examineur
Mr. A. Guesmia	Maitre de conférences B	U.S.D.B 1	Examineur

Blida 1 - 2017/2018

Remerciements

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

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

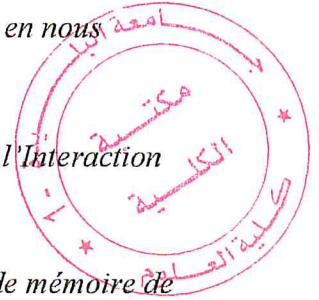
Nous tenons à exprimer notre profonde gratitude à notre directeur de mémoire de Master, Monsieur Chekirine Mamoun, Maitre de Conférence-B à l'université de Blida 1, pour nous avoir encadré et dirigé ce travail ainsi que son suivi durant toute cette période.

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

Nous exprimons nos vifs remerciements à Messieurs Zilabdi Mohamed et Guesmia Abdelkader respectivement Maitre-Assistant-A et Maitre de Conférence-B à l'université de Blida 1, d'avoir accepté de juger ce travail.

Nous ne saurons oublier de remercier Monsieur Yahyaoui Sid Ahmed, Maitre de Conférence-B à l'université de Blida 1 et Monsieur Dehbi Housseyn, ainsi que Mademoiselle Ouzri Léila pour l'aide et le soutien qu'ils n'ont cessé de nous prodiguer tout au long de ce travail.

Enfin, un grand Merci à nos amies, pour leurs encouragements et leurs soutiens durant toute la période de l'élaboration de ce mémoire.



Dédicaces

Nous dédions ce travail

A nos chères mères ;

A nos pères ;

À tous nos proches de la famille Mendjel et Ayache, et plus particulièrement, nos sœurs et nos frères ; A tous nos chers amis et nos collègues de l'Université de Blida ;

Et à tous ce qu'ont enseigné nos au long de notre vie scolaire ;

Mendjel et Ayache

TABLE DES MATIÈRES

Introduction générale.....	1
I. Ralentissement des particules chargées dans la matière	3
I.1. Introduction.....	3
I.2. Théories du pouvoir d'arrêt	3
2. 1. Introduction.....	3
2.2. Pouvoir d'arrêt électronique.....	4
2.1. Introduction.....	4
a. Le régime de basses vitesses $(v \ll Z_1^{2/3} v_0)$	6
b. Le régime des vitesses intermédiaires $(v \approx Z_1^{2/3} v_0)$	6
c. Le régime des vitesses élevées $(v \gg Z_1^{2/3} v_0)$	6
2.2. L'approche classique de Bohr du pouvoir d'arrêt.....	7
2.3. L'approche quantique de Bethe.....	11
2.4. Calcul du pouvoir d'arrêt par la théorie de Bethe-Bloch	11
2.5. Pouvoir d'arrêt dans un matériau composé	14
II. La charge effective et la correction de Barkas	16
II.1. Introduction.....	16
II.2. La charge effective.....	16
2.1. Généralité.....	16
2.2. Définition de la charge effective.....	18
2.3. Modèle de BK-ZBL.....	18
2.4. Expression de la charge effective.....	19

II.3. La correction de Barkas (L_1).....	19
3.1. Expression générale de la correction de Barkas (L_1).....	19
3.2. Expression de la correction de Barkas (L_1) pour deux ions voisins (Z_1, Z_{1+1}).....	21
3.3 Expression du pouvoir d'arrêt $S(E, Z_1)$ indépendamment de la correction de Barkas	22
III. Analyse et discussion des résultats obtenus	24
III.1. Introduction.....	24
III.2. Analyse et discussion des résultats obtenus des particules chargées ($^{16}\text{O}, ^{19}\text{F}, ^{23}\text{Na}, ^{24}\text{Mg}, ^{27}\text{Al}, ^{28}\text{Si}, ^{31}\text{P}$)	25
2.1. Le pouvoir d'arrêt des particules chargées ($^{16}\text{O}, ^{19}\text{F}, ^{23}\text{Na}, ^{24}\text{Mg},$ $^{27}\text{Al}, ^{28}\text{Si}, ^{31}\text{P}$) dans les cibles d'aluminium et polypropylène....	25
1. Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{16}O	26
2. Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{19}F	28
3. Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{28}Si	29
4. Pouvoir d'arrêt des ions $^{23}\text{Na}, ^{24}\text{Mg}, ^{27}\text{Al}, ^{31}\text{P}$	31
2.2. La charge effective des particules chargées ($^{16}\text{O}, ^{19}\text{F}, ^{23}\text{Na}, ^{24}\text{Mg},$ $^{27}\text{Al}, ^{28}\text{Si}, ^{31}\text{P}$) dans les cibles d'aluminium et polypropylène.....	35
1. Charge effective de l'ion ^{16}O	38
2. Charge effective de l'ion ^{19}F	40
3. Charge effective de l'ion ^{28}Si	41
4. Charge effective des ions $^{23}\text{Na}, ^{24}\text{Mg}, ^{27}\text{Al}, ^{31}\text{P}$	43
2.3. La correction de Barkas des particules chargées $^{28}\text{Si}, ^{31}\text{P}$ dans la cible d' ^{27}Al	47
1. La correction de Barkas (L_1) des ions ^{28}Si dans ^{27}Al	48
2. La correction de Barkas (L_1) des ions ^{31}P dans ^{27}Al	50

Conclusion générale53

Références.....54

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

TOF: Times Of Flight

ملخص

في هذا العمل قمنا بدراسة فقدان الطاقة والشحنة الفعالة في سلم Z^4 لكل من الأيونات (^{28}Si , ^{31}P)، حيث تمت المقارنة مع برامج الحساب التالية SRIM, MSTAR, CasP و نظرية BK-ZBL. يمكن تطبيق نظرية Bethe-Bloch المعدلة لحساب قوة الإيقاف للأيونات الخفيفة والثقيلة. في مقالة Ziegler عام 1999، اقترح عبارة لتصحيح Barkas (L_1) للبروتونات في أفلام الألومينيوم والذهب. قمنا بحساب تصحيح Barkas (L_1) للأيونين ^{31}P , ^{28}Si في فيلم الألومينيوم باستعمال صيغة Bethe-Bloch المعدلة، و مقارنتها مع عبارة Ziegler.

Abstract

In this study, stopping powers of ^{16}O , ^{19}F , ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P ions crossing ^{27}Al and polypropylene targets have been determined in the Bethe region. The energy loss was measured over a continuous range of energies from 1 to 100 MeV/n. We have compared the obtained stopping values to those predicted by SRIM, MSTAR, CasP computers codes calculations. The effective charge values in Z^4 order of these ions have been also deduced graphically from the Bethe-Bloch formula. At last, we have calculated the values of the Barkas correction of the ^{28}Si , ^{31}P ions in ^{27}Al target and we have compared with those given by Ziegler expression.

Résumé

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à la perte d'énergie des particules chargées (^{16}O , ^{19}F , ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P) dans des cibles d'aluminium et polypropylène pour des vitesses de la particule incidente $E/A > 1 \text{ MeV}/u$. Dans ce domaine d'énergie, la formule de Bethe-Bloch modifiée peut être appliquée pour le calcul du pouvoir d'arrêt des ions légers et lourds. Dans son article de 1999, Ziegler a proposé une expression de la correction de Barkas (L_1) des protons dans les cibles d'aluminium et d'or. Dans cette étude, nous avons déterminé le pouvoir d'arrêt des particules chargées citées ci-dessus (on a utilisé les corrections L_1 de Barkas et L_2 de Bloch données respectivement par Ziegler et Bichsel) ainsi que la charge effective dans les deux cibles pour des énergies comprises entre 1 MeV/u et 100 MeV/u. Enfin, nous avons calculé les valeurs de la correction de Barkas L_1 des ions ^{28}Si , ^{31}P dans la cible d'aluminium en utilisant la formule de Bethe-Bloch modifiée. Une comparaison a été faite avec celles trouvées à travers les expressions de Ziegler et MSTAR.

Introduction générale

Introduction générale

Le pouvoir d'arrêt est une grandeur physique fondamentale qui caractérise le phénomène du ralentissement, il est défini comme étant la perte d'énergie par unité de parcours des particules chargées dans la matière. Cette perte d'énergie est essentiellement due aux chocs coulombiens avec les électrons du milieu ralentisseur.

La détermination du pouvoir d'arrêt des particules chargées dans la matière est très importante dans de nombreux domaines scientifiques. Notamment dans l'analyse des dommages créés par les rayonnements (radiation damage); en physique médicale (radiothérapie), la radio protection, l'analyse des matériaux avec des faisceaux d'ions, en physique nucléaire, il a aussi un grand intérêt de point de vue fondamental et fournissent d'importantes informations concernant les propriétés physiques des matériaux traversés.

Depuis plusieurs décennies, différents groupes de recherches à travers le monde tente de mieux décrire cette grandeur physique soit par des méthodes de calcul théorique ou expérimental. Les travaux les plus connus, nous les devons à Bohr [1,2], Bethe [3], Bloch [4], Lindhard [5] et récemment Sigmund-Schinner [6] ainsi que Grande-Schiwietz [7-9]. L'étude du ralentissement des ions dans la matière a permis le développement de différentes approches théoriques, à travers des traitements classique [1,2], quantique [3] et des codes de simulations. Parmi ces codes, Il y a ceux qui sont basés respectivement sur les prévisions théoriques et semi empiriques tels que PASS [10] (les valeurs calculées par le code PASS sont données dans ICRU-73 [11]), CasP [12, 13] et SRIM [14, 15], MSTAR [16], PSTAR-ASTAR [17]. Les nombreux résultats expérimentaux ont permis d'affiner la précision du pouvoir d'arrêt ($S(E)$), principalement des ions légers.

La perte d'énergie des ions légers dans la matière a été largement étudiée expérimentalement, notamment dans les matériaux monoatomiques. Durant les trois dernières décennies, plusieurs travaux dans ce domaine utilisant des cibles composées ont fait l'objet de publications [18-23]. En revanche pour les ions lourds, elle est plus complexe principalement à cause du phénomène d'échange de charge entre la particule incidente et les atomes du milieu ralentisseur.

Le but de ce travail est l'étude du pouvoir d'arrêt des ions (^{16}O , ^{19}F , ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P) dans des cibles d'aluminium et polypropylène pour des vitesses de la particule incidente $E/A \geq 1 \text{ MeV/u}$. Dans ce domaine d'énergie, la formule de Bethe-Bloch modifiée peut être utilisée pour le calcul de la perte d'énergie des ions légers et lourds. Dans son article de 1999 [24], Ziegler a proposé une expression de la correction de Barkas (L_1) pour les protons dans les cibles d'aluminium et d'or. Dans notre travail, nous allons déterminer le pouvoir d'arrêt et la charge effective des particules chargées ^{16}O , ^{19}F , ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P (on utilise les corrections L_1 de Barkas et L_2 de Bloch données respectivement par Ziegler et Bichsel) dans les deux cibles pour des énergies comprises entre 1 MeV/u et 100 MeV/u. Enfin, à partir du pouvoir d'arrêt de Bethe-Bloch modifiée de deux ions voisins (Z_1 , Z_1+1) possédant les mêmes paramètres de la charge effective (γ) et les vitesses (β) dans une cible de numéro atomique Z_2 , nous obtenons une expression de la correction de Barkas(L_1).

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

Le premier chapitre résume les principes fondamentaux de l'interaction ions-matière (ralentissement) en rappelant les théories de Bohr et de Bethe-Bloch modifiée ainsi que l'approche semi-empirique de Ziegler [24] et Bichsel [25] pour le calcul du pouvoir d'arrêt pour des particules chargées dans la région de Bethe.

Dans le deuxième chapitre, on définit la charge effective donnée par la théorie de Brandt-Kitagawa [26] et celle à l'échelle de Z^4 (décrite à partir de la formule de Bethe-Bloch modifiée). Nous donnons aussi une expression pour le calcul de la correction de Barkas pour deux ions voisins dans la même cible.

Les résultats sont présentés, analysés et discutés au troisième chapitre. Nous présentons nos calculs du pouvoir d'arrêt, du paramètre de la charge effective des ions (^{16}O , ^{19}F , ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P) et la correction de Barkas (L_1) dans les cibles d'aluminium et polypropylène. Nos valeurs sont comparées aux données générées par les codes SRIM-2013, MSTAR, CasP et les diverses formules semi-empiriques [26-28].

Chapitre I

Ralentissement des particules chargées dans la matière

I.1 Introduction

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

La détermination précise de cette grandeur est très importante dans toute étude ou application d'un faisceau d'ions dans la cible, comme dans le cas de l'implantation ionique à grande échelle dans la modification des propriétés matérielles et dans les applications médicales où la précision des doses de rayonnement administrées est nécessaire.

Dans ce chapitre, nous proposons de faire un rappel sur les théories de Bohr [1,2], Bethe [3] et Bethe-Bloch [4], 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 avec les différentes corrections apportées à ce dernier. Enfin pour des cibles composées, nous adopterons la loi d'additivité de Bragg et Kleeman [29].

I.2. Théories du pouvoir d'arrêt

1. Introduction

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

On peut citer, les théories élaborées par Bohr [1,2], Bethe [3], Bethe-Bloch [4], Lindhard [5], Sigmund-Schinner [6] et Grande-Schiwietz [7-9], les valeurs du pouvoir d'arrêt calculées à travers les références [6] et [7-9] sont générées respectivement par le programme CasP [12, 13]. Ziegler et Helmut Paul ont développés respectivement des approches semi-empiriques qui sont présentées sous forme de codes de calculs à savoir SRIM [14, 15], MSTAR [16].

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

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

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

2. Pouvoir d'arrêt électronique

2.1. Introduction

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

Deux théories expliquent les mécanismes de perte d'énergie, valables respectivement pour les vitesses haute et basse. La limite 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.

La vitesse relative du projectile V_r est donnée d'après le modèle de Thomas-Fermi, par la relation $V_r = \frac{v}{v_0} Z_1^{-2/3}$ ($v_0 = \frac{e^2}{h} = \frac{c}{137}$ correspondant à des particules d'énergie de 25 keV/u, c étant la vitesse de la lumière). On peut alors, distinguer le pouvoir d'arrêt des ions dans trois régimes de vitesses différents (figure. I-1)

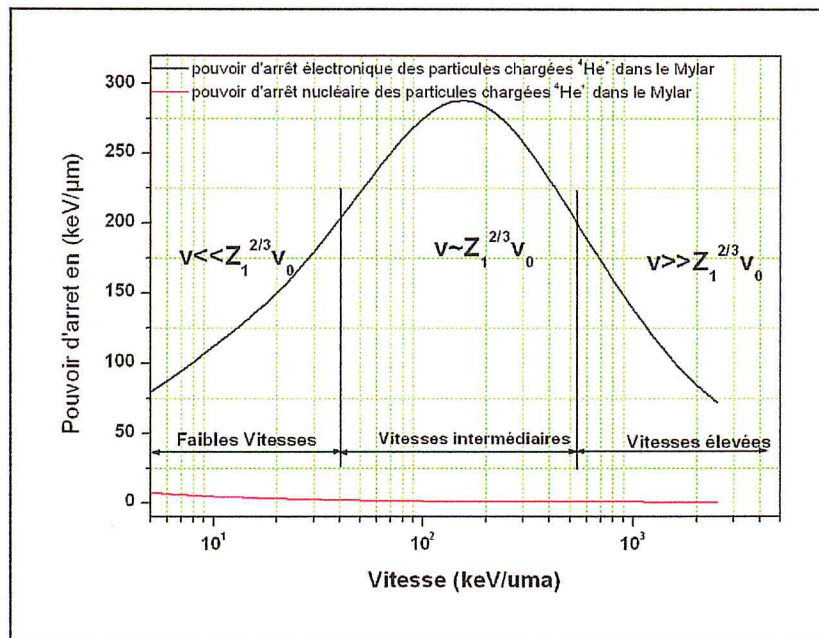


Figure. I-1 : Evolution du pouvoir d'arrêt des particules alpha dans le mylar en fonction de la vitesse des ions incidents (keV/u), calculée par le code de simulation SRIM.

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

À faible vitesse, la plupart des électrons ont une vitesse orbitale plus élevée que l'ion incident. Alors le temps de collision entre l'ion et l'électron pour l'atome de la cible devient très grand comparé à la période de la révolution d'électron autour de l'atome, ainsi l'électron ne peut pas être considéré libre. Seuls les électrons faiblement liés de la cible contribueront à la perte d'énergie de l'ion. Lindhard et al. [5] Il a été démontré que le pouvoir d'arrêt électronique est proportionnel à la vitesse V du projectile.

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 proche de leurs valeurs maximales et le pouvoir d'arrêt électronique atteint son maximum ; il n'existe aucune formulation simple et précise pour prédire le pouvoir d'arrêt. Ce régime est généralement décrit par la théorie diélectrique de Lindhard [30]. 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 $\left(V \gg V_0 Z_1^{\frac{2}{3}} \right)$

Ce régime est atteint pour de grandes vitesses de collision ; c'est la limite des hautes énergies pour laquelle les ions incidents sont complètement épluchés et l'interaction est bien décrite par un potentiel purement coulombien ; dans cette région le pouvoir d'arrêt est bien décrit par la formule de Bethe-Bloch modifiée.

Deux approches théoriques ont été présentées pour évaluer la perte d'énergie électronique d'une particule en collision avec la cible : l'approche classique de Bohr [1,2] basée sur le paramètre d'impact et l'approche quantique de Bethe [3] qui dépend du transfert de la particule incidente aux électrons de la cible.

Nous allons décrire la théorie de Bohr (basée sur le concept du paramètre d'impact p) et les différentes corrections apportées à la formule de Bethe (Bethe-Bloch modifiée) qui caractérise le régime dit des hautes vitesses sans entrer dans les détails des calculs.

2.2. L'approche classique de Bohr du pouvoir d'arrêt

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

$$\eta = 2Z_1 \frac{v_0}{v} = 2Z_1 \frac{\alpha}{\beta} = 2Z_1 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{c}{v} = 2Z_1 \frac{e^2}{\hbar v} \quad (\text{I-1})$$

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

Selon la valeur de ce paramètre η , deux approches de base ont été proposées pour déterminer la perte d'énergie des particules chargées dans la matière [31] :

i)- 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.

ii)- Pour les valeurs de η très petites devant l'unité ($\eta \ll 1$), une description quantique due à H. Bethe est adoptée. Cette approche est basée sur l'approximation de Born au premier ordre.

Soit une particule incidente de masse m_1 , de charge $Z_1 e$ est d'énergie cinétique E_1 se dirigeant sous un paramètre d'impact p vers un atome cible de masse m_2 au repos dans le système du laboratoire L ($v_2 = 0$) de charge $Z_2 e$.

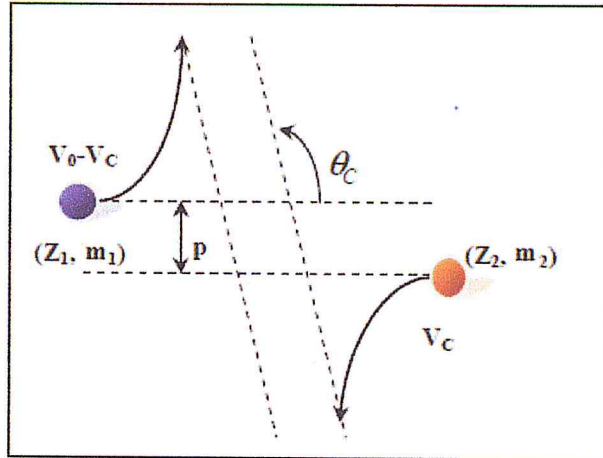


Figure. I-2 : Diffusion d'une particule (m_1, Z_1) par une cible (m_2, Z_2) dans le système du centre de masse [32].

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

$$\tan \frac{\theta_c}{2} = \frac{b}{2p} \quad (\text{I-2})$$

où : $b = \frac{2Z_1Z_2e^2}{\mu v^2}$ est la distance minimum d'approche et $\mu = \frac{m_1m_2}{(m_1+m_2)}$, la masse réduite.

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

A partir de la conservation de l'énergie totale et de la quantité de mouvement, on obtient dans le système du laboratoire (l'énergie cinétique transférée à la particule cible) :

$$T = \frac{4m_1m_2}{(m_1+m_2)^2} E_1 \cos^2 \varphi \quad (\text{I-3})$$

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

En remplaçant l'angle φ par cette dernière relation, l'expression (I-3) devient :

$$T = \frac{4m_1m_2}{(m_1+m_2)^2} E_1 \sin^2 \left(\frac{\theta_c}{2} \right) = T_{max} \sin^2 \left(\frac{\theta_c}{2} \right) \quad (\text{I-4})$$

$$\text{où : } T_{max} = \frac{4m_1m_2}{(m_1+m_2)^2} E_1, \quad \sin^2 \left(\frac{\theta_c}{2} \right) = \frac{1}{1 + \arctan^2 \left(\frac{\theta_c}{2} \right)}$$

On utilise (I-2) dans (I-4) on trouve : $T = T_{max} \frac{1}{1 + (\frac{2p}{b})^2}$ (I-5)

La section efficace d'un tel transfert a été calculée par Rutherford [33] et s'écrit :

$$d\sigma(T) = 2\pi p dp = \pi \frac{b^2 T_{max}}{4T^2} dT \quad (I-6)$$

A cause du caractère statistique de ces collisions, l'énergie E_1 du faisceau incident prend une distribution finale centrée autour de l'énergie sortante $E_1 - \Delta E$, où ΔE est l'énergie moyenne globale perdue dans la cible (figure. I-3). Cette perte d'énergie est définie comme suit

$$\langle \Delta E \rangle = N \Delta X \int T d\sigma(T) \quad (I-7)$$

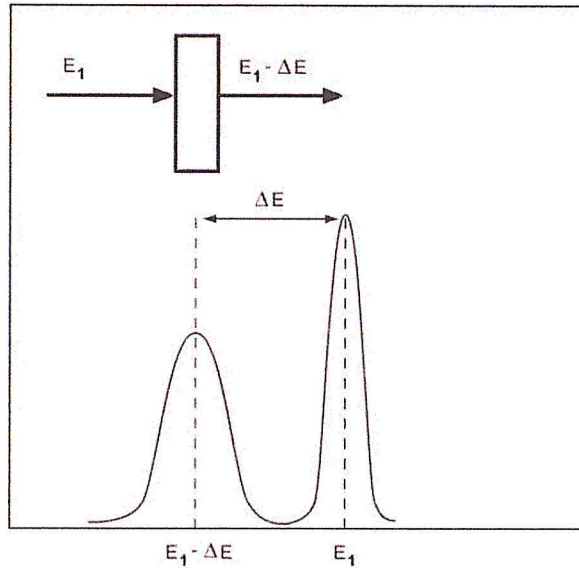


Figure. I-3 : Distributions d'énergie sans et avec la cible en place ; définition de la perte d'énergie.

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

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right) = N \int_{T_{min}}^{T_{max}} T d\sigma(T) = N \frac{\pi b^2}{4} T_{max} \int_{T_{min}}^{T_{max}} \frac{dT}{T} \quad (I-8)$$

En utilisant (I-6), où N est le nombre d'atomes cibles par unité de volume et le signe moins représente la diminution d'énergie.

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

La borne inférieure T_{min} est nécessaire pour éviter une divergence de l'intégrale et se justifie par l'existence d'un seuil de transfert d'énergie existant quelque soit le type d'interaction (critère de Bohr).

Dans le cas d'une diffusion sur un électron cible ($m_2 = m_e$) $m_1 \gg m_e$, alors $T_{max} = 2m_e V^2$, (m_e étant la masse de l'électron et V la vitesse du projectile). L'expression (I-8) s'écrit en fonction du paramètre d'impact p :

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right) = 2\pi \frac{NZ_2^2 Z_1^2 e^4}{m_e V^2} \int_0^{p_{max}} \frac{2p dp}{p^2 + \left(\frac{b}{2}\right)^2} \quad (\text{I-9})$$

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

Le pouvoir d'arrêt donné par Bohr [1,2] est :

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right) = 4\pi \frac{NZ_2 Z_1^2 e^4}{m_e V^2} \text{Ln} \left(\frac{m_e V^3}{Z_1 e^2 \langle \omega \rangle} \right) \quad (\text{I-10})$$

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

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

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right) = 4\pi \frac{NZ_2 Z_1^2 e^4}{m_e V^2} \text{Ln} \left(\frac{1.1229 m_e V^3}{Z_1 e^2 \langle \omega \rangle} \right) \quad (\text{I-11})$$

Cette relation malgré que dans sa démarche est plus rigoureuse, mais elle est très voisine de l'équation (I-10).

2.3. L'approche quantique de Bethe

Bethe a élaboré une théorie quantique du pouvoir d'arrêt basée sur l'approximation de Born au premier ordre (PWBA) [34]. Selon cette approche, la perte d'énergie électronique est prédominante pour des vitesses de l'ion incident nettement supérieures à la vitesse de Bohr, l'interaction peut être considérée comme une perturbation. Sans entrer dans le détail des calculs, la formulation quantique de Bethe du pouvoir d'arrêt est la suivante :

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right) = 4\pi \frac{NZ_2Z_1^2e^4}{m_eV^2} \text{Ln} \left(\frac{2m_eV^2}{\langle I \rangle}\right) \quad (\text{I-12})$$

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

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

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

$$f_n = \frac{2m_eE_n}{\hbar^2Z_2} |\sum_j \langle n | x_j | 0 \rangle|^2 \quad (\text{I-13})$$

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

Plusieurs travaux ont été effectués pour évaluer le potentiel d'excitation et d'ionisation moyen [35-37].

Les divers travaux s'accordent sur le fait que le potentiel d'excitation et d'ionisation moyen $\langle I \rangle$ est proportionnel à Z_2 . Bonderup a alors introduit une formule empirique permettant d'estimer ce paramètre suivant l'expression (cette expression est donnée dans la référence [24]) :

$$\langle I \rangle = 11.4 Z_2 \text{ (eV)} \quad (\text{I-14})$$

2.4. Calcul du pouvoir d'arrêt par la théorie de Bethe-Bloch

Bloch [4] a développé une autre formulation du pouvoir d'arrêt en 1933, reliant le calcul quantique de Bethe au traitement classique de Bohr. Il a montré que le traitement classique de Bohr est valable lorsque le paramètre sans dimension η (voir relation (I-1)) est sensiblement supérieur à l'unité.

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

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

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right) = 4\pi \frac{NZ_2 Z_1^2 e^4}{m_e v^2} \left\{ \text{Ln} \left(\frac{2m_e v^2}{\langle I \rangle} \right) + \psi(1) - \text{Re} \psi \left(1 + \frac{i\alpha Z_1}{\beta} \right) \right\} \quad (\text{I-15})$$

$$\text{Avec : } \psi(1) - \text{Re} \psi \left(1 + \frac{i\alpha Z_1}{\beta} \right) = Z_1^2 L_2(\beta)$$

ψ est la dérivée logarithmique de la fonction gamma [38] introduite pour corriger la formule du pouvoir d'arrêt de Bethe. La correction de Bloch permet la transition de l'approximation de Born au premier ordre (approche quantique de Bethe) vers l'approche classique de Bohr.

Fano [39] a décrit la version relativiste de la formule de la perte d'énergie établie par Bethe-Bloch en incluant d'autres termes correctifs : le terme de correction des couches C/Z_2 et le terme de correction dû à l'effet de densité $\frac{\delta}{2}$ donnant :

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right) = 4\pi \frac{NZ_2 Z_1^2 e^4}{m_e v^2} \left\{ \text{Ln} \left(\frac{2m_e v^2}{\langle I \rangle} \right) - \text{Ln}(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z_2} - \frac{\delta}{2} + Z_1^2 L_2(\beta) \right\} \quad (\text{I-16})$$

Par la suite plusieurs auteurs se sont intéressés à la correction des couches C/Z_2 , Ziegler dans son article cite les différentes contributions (théoriques et expérimentales) apportées à ce terme [24]. Les traitements effectués par Bichsel [40-42] et Ziegler (s'inspirant de la théorie de Lindhard-Winther [43]) sont basés respectivement sur les fonctions d'ondes hydrogénoïdes et sur l'approximation de la densité locale. Cette correction a une importance lorsque les électrons des couches internes (cibles lourdes) ont des vitesses de précession supérieures à celle de l'ion incident ($V_e \gg V_{\text{ion}}$), ceci va se traduire par une diminution du pouvoir d'arrêt.

$\delta/2$ a été introduite par Fermi [44], effet qui n'est valable qu'aux énergies relativistes ($\beta \geq 0.88$). Les corrections dues à cet effet ont été traitées théoriquement par différents auteurs, notamment par Sternheimer [45].

Plusieurs corrections ont été proposées pour améliorer l'expression théorique de Fano, en reformulant l'équation (I-16) en puissances de Z_1 . La formule du pouvoir d'arrêt de Bethe-Bloch ($S(E)$ modifié) est communément exprimée comme suit [24] :

$$S(E) = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dX} \right) = \kappa \frac{Z_1^2 Z_2}{\beta^2} L(\beta) \quad (\text{I-17})$$

Où κ est une constante pour une cible donnée : $\kappa \approx \frac{4\pi}{m_0c^2} \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2 (\hbar c)^2 \frac{N}{M_2}$
avec $m_0c^2 \approx 0.511 \text{ MeV}$, $\hbar c \approx 197 \text{ MeV.fm}$ et $N = 6.022.10^{23} \text{ atomes/mole}$,
 $\kappa = 0.307/M_2$ (M_2 est la masse de l'atome cible) quand $S(E)$ est exprimé en $\text{MeV.cm}^2/\text{g}$.

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

$$L(\beta) = L_0(\beta) + Z_1 L_1(\beta) + Z_1^2 L_2(\beta) \quad (\text{I-18})$$

$$\text{Avec: } L_0(\beta) = \left\{ \text{Ln} \left(\frac{2m_e V^2}{\langle I \rangle} \right) - \text{Ln}(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{c}{Z_2} - \frac{\delta}{2} \right\} \quad (\text{I-19})$$

- $L_0(\beta)$ est le nombre d'arrêt principal qui contient toutes les corrections proposées par Fano [46], à savoir : les termes de correction des couches C/Z_2 et l'effet de densité $\delta/2$.
- L_1 et L_2 sont les termes des corrections du pouvoir d'arrêt d'ordre supérieur à Z_1^2 .
 - $Z_1 L_1(\beta)$: Correction de Barkas [47].
 - $Z_1^2 L_2(\beta)$: Correction de Bloch [4].

Correction de Barkas-Andersen : $Z_1 L_1$

La correction due à l'effet Barkas rend compte de la différence de parcours entre proton et antiproton ou π^+ et π^- , et ceci est dû au champ induit par l'ion incident sur les électrons cible et provoque la polarisation du milieu. C'est à Andersen et al [48] que revient, le mérite d'avoir apporté des indications décisives concernant l'effet Barkas et la correction en Z_1^4 (la compréhension des termes d'ordres supérieurs de la formule de Bethe-Bloch) grâce à leurs expériences sur la mesure du pouvoir d'arrêt des ions ^1H , ^4He et ^7Li .

Correction de Bloch : $Z_1^2 L_2$

La correction que Bloch a introduite pour corrélérer la théorie classique de Bohr à la description quantique de Bethe.

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

$$S(E) = \kappa \frac{Z_1^2 Z_2}{\beta^2} \left\{ \text{Ln} \left(\frac{2m_e V^2}{\langle I \rangle} \right) - \text{Ln}(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{c}{Z_2} - \frac{\delta}{2} + Z_1 L_1 + Z_1^2 L_2 \right\} \quad (\text{I-20})$$

Aux vitesses élevées (supérieure à 10 MeV/u), l'ion incident se déplace très rapidement et ne peut causer aucun changement aux électrons de la cible ; l'effet Barkas

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

Une évaluation empirique de ce terme a été proposée par Ziegler [24], donnant :

$$L_1 = \frac{L_{low}L_{high}}{L_{low} + L_{high}} \quad (\text{I-21})$$

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

Diverses évaluations ont été proposées pour l'estimation du terme de Bloch, dont la simple paramétrisation développée par Bichsel [25] 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 :

$$Z_1^2 L_2 = -y^2[1.202 - y^2(1.042 - 0.855y^2 + 0.343y^4)] \quad (\text{I-22})$$

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 $-1.2y^2$.

2.5. Pouvoir d'arrêt dans un matériau composé

A partir de l'analyse des données expérimentales du ralentissement des particules alpha dans les gaz hydrocarbures effectuée par Bragg et Kleeman en 1905 [49], la relation communément appelée relation de Bragg a été élaborée et a permis d'estimer le pouvoir d'arrêt dans un matériau composé comme étant la combinaison linéaire des pouvoirs d'arrêt de chaque élément composant ce matériau.

- **Modèle de Bragg**

Concernant les matériaux composés, nous adoptons les expressions proposées par Fano [50] et Barkas [51] pour les diverses grandeurs de la formule de Bethe-Bloch modifiée :

$$(F)_c = (Z_2/A_2)_c^{-1} \sum_i w_i \frac{Z_{2i}}{A_{2i}} F_i \quad (\text{I-23})$$

$$(Z_2/A_2)_c = \sum_i w_i \frac{Z_{2i}}{A_{2i}} \quad (\text{I-24})$$

Où Z_{2i} , A_{2i} et w_i sont respectivement, le numéro atomique, la masse atomique et la fraction de la masse de chaque élément i de la matrice cible. F_i et $(F)_c$ sont les paramètres considérés (potentiel d'ionisation $Ln(I_i)$ et $Ln(I_c)$ ou la correction de couches $(C/Z_2)_i$ et $(C/Z_2)_c$) respectivement pour l' i ème composant et le matériau composé.

L'approximation standard généralement utilisée pour déterminer le pouvoir d'arrêt dans un matériau composé est basée sur la loi d'additivité de Bragg et Kleeman.

Selon cette règle, le pouvoir d'arrêt $S_c(E)$ d'un matériau composé est simplement obtenu par la combinaison linéaire des pouvoirs d'arrêts des ses constituants atomiques. Cette approximation suppose que les effets liés à l'état de phase et / ou aux liaisons chimiques des constituants élémentaires n'influent pas sur le processus du ralentissement.

En se basant sur cette règle d'additivité de Bragg-Kleeman, le pouvoir d'arrêt $S_c(E)$ peut s'écrire sous la forme :

$$S_c(E) = \sum_i w_i S_i(E) \quad (\text{I-25})$$

Chapitre II

La charge effective et la correction de Barkas

II.1. Introduction

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

Dans ce chapitre, nous définissons le concept la charge effective portée par un ion à partir de la relation de Northcliffe [52]. Nous donnons aussi l'expression trouvée par BK (Brandt-Kitagawa) [26] et modifiée par ZBL (Ziegler, Biersack et Littmark) [53]. Enfin, à partir du pouvoir d'arrêt de Bethe-Bloch modifiée de deux ions voisins (Z_1, Z_1+1) possédant les mêmes paramètres de la charge effective et les vitesses dans une cible de numéro atomique Z_2 , nous obtenons une expression de la correction de Barkas(L_1).

II.2. La charge effective

1. Généralités

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

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

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

En se basant sur le modèle de Thomas-Fermi, Bohr [54] a obtenu l'expression suivante sur la charge effective :

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

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

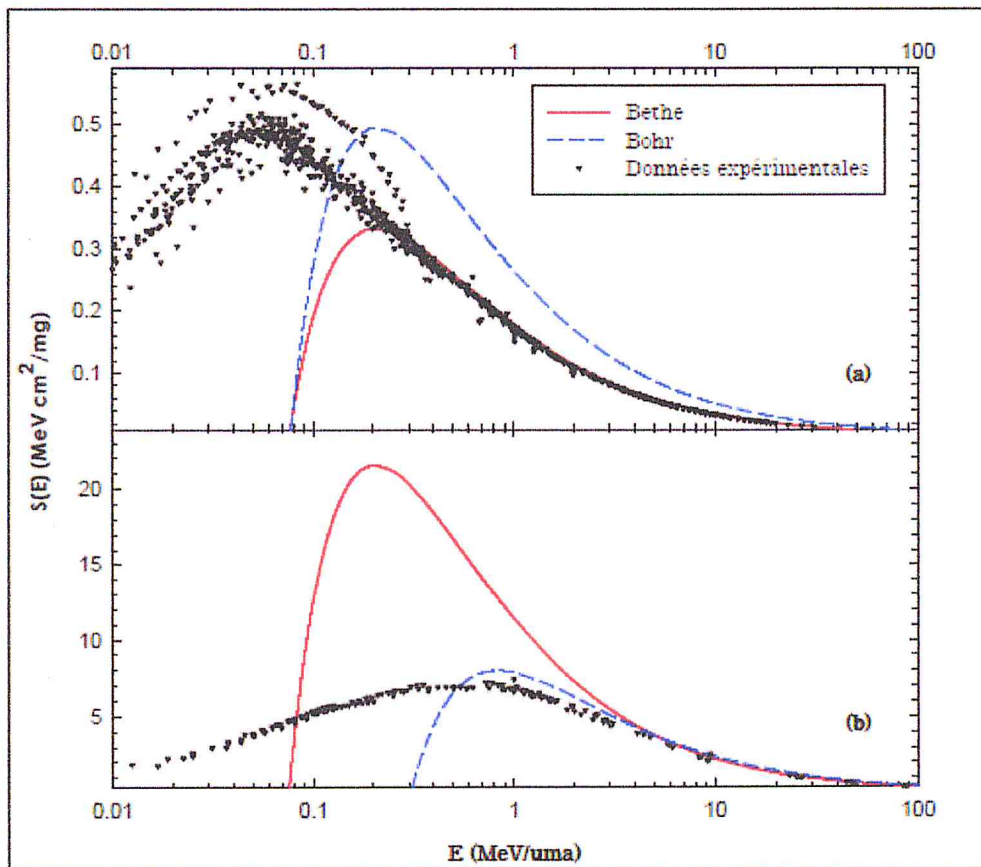


Figure. II-1 : Pouvoirs d'arrêts (a) des protons et (b) des ions oxygène dans une même cible d'aluminium. Comparaison des modèles de Bohr et de Bethe avec les données expérimentales compilées dans [55].

D'après la figure. II-1 [55], on remarque que la formule de Bethe (I-12) avec $Z_1 = Z_1^*$ s'applique bien aux protons (a) pour $E_p > 0.2 \text{ MeV}/u$ alors que pour l'oxygène (b) elle n'est valable qu'à partir de $E_o > 6.4 \text{ MeV}/u$ ($V > 2Z_1V_0$, correspondant à l'énergie $E > 0.1Z_1^2 \text{ MeV}/u$). Pour des vitesses $V_0Z_1^{2/3} \leq V \leq 2Z_1V_0$, la formule de Bethe-Bloch modifiée (I-20) peut être appliquée à condition de remplacer Z_1 par Z_1^* ($Z_1^* < Z_1$).

2. Définition de la charge effective

La description du pouvoir d'arrêt électronique S en terme de charge effective a été proposée par Northcliffe [52] afin d'ajuster les prédictions théoriques aux mesures expérimentales. Dans le cadre de ce concept, le rapport des pouvoirs d'arrêt électronique obéit à une loi d'échelle en Z^2 .

$$\frac{S(Z_1, Z_2, V)}{Z_1^2 S(Z_p, Z_2, V)} = \gamma^2 \quad (\text{II-3})$$

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

$$\gamma = \frac{Z_1^*}{Z_1} \quad (\text{II-4})$$

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

3. Modèle de BK-ZBL

La première théorie de la charge effective fondée sur les propriétés diélectriques a été développée par Brandt et Kitagawa [26]. Ils proposent l'expression suivante pour la fraction de charge γ_{BK}

$$\gamma_{BK} = q + \left(\frac{1}{2}\right) (1 - q) \left(\frac{V_0}{V_f}\right)^2 \ln \left[1 + \left(\frac{C_1 \Lambda V_f}{a_0 V_0}\right)^2 \right] \quad (\text{II-5})$$

où V_0 et a_0 sont respectivement la vitesse et le rayon de Bohr, $C_1 = 2.084$,

$$\Lambda = \frac{C_2 a_0 (1-q)^{\frac{2}{3}}}{\left\{ Z_1^{\frac{1}{3}} \left[1 - \frac{(1-q)}{7} \right] \right\}} \text{ est la longueur d'écran}$$

la constante C_2 est égale à 0.686.

Cette investigation de la fraction de charge effective est assujettie à la connaissance précise de la longueur d'écran Λ . En fait pour obtenir une description de γ_{BK} en meilleur accord avec l'expérience, il faut recourir au traitement semi-empirique de Ziegler, Biersack et Littmark (BK-ZBL) [53]. Ces auteurs modifient la théorie BK, sur la base d'une compilation de plus de 10000 résultats expérimentaux [56] et obtiennent l'expression suivante pour q :

$$q = 1 - \exp(0.803y_r^{0.3} - 1.3167y_r^{0.6} - 0.38157y_r - 0.008983y_r^2) \quad (\text{II-6})$$

Avec :
$$y_r = \frac{V_{re}}{V_0 Z_1^3}$$

La vitesse relative de l'ion V_{re} est définie en fonction des vitesses V du projectile et de Fermi V_f et elle est donnée par :

$$V_{re} = V \left(1 + \frac{V_f^2}{5V^2} \right), \text{ pour } V > V_0 \quad (\text{II-7})$$

4. 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 :

$$\gamma = 1 - A_0 \cdot \exp(-A_1 \cdot V/V_0 Z_1^{2/3}) \quad (\text{II-8})$$

Où A_0 , A_1 sont des paramètres à déterminer expérimentalement.

II.3. la correction de Barkas (L_1)

1. Expression générale de la correction de Barkas (L_1)

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

Rappel de la formule de Bethe Bloch modifiée pour $V \gg 2Z_1 V_0$ eqt. (I-17) :

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

Cette formule peut s'écrire pour des vitesses : $2Z_1V_0 > V \geq V_0Z_1^{\frac{2}{3}}$:

$$S(E, Z_1^*) = \kappa \frac{Z_1^{*2} Z_2}{\beta^2} \{L_0 + Z_1^* L_1 + Z_1^{*2} L_2\} \quad (\text{II-9})$$

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

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

$$S(E_p) = \kappa \frac{Z_2}{\beta^2} \{L_0 + L_1 + L_2\} \quad (\text{II-10})$$

$$d'où : \quad L_1(p) = \frac{S_p \beta^2}{K Z_2} - L_0 - L_2(p)$$

En posant Z_{1x}^* (charge effective à l'échelle de Z^2) comme étant égale au rapport de $S(E, Z_1^*)$ sur $S(E_p)$ et en divisant (II-9) par (II-10) on obtient :

$$\frac{S(E, Z_1^*)}{S(E_p)} = (Z_{1x}^*)^2 = \frac{\kappa \frac{Z_1^{*2} Z_2}{\beta^2} \{L_0 + Z_1^* L_1 + Z_1^{*2} L_2\}}{\kappa \frac{Z_2}{\beta^2} \{L_0 + L_1 + L_2\}} = (Z_1^*)^2 \frac{\{L_0 + Z_1^* L_1 + Z_1^{*2} L_2\}}{\{L_0 + L_1 + L_2\}}. \quad (\text{II-11})$$

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

$$S_B(E, Z_{1x}^*) = \kappa \frac{Z_{1x}^{*2} Z_2}{\beta^2} \{L_0\} = \kappa (Z_1^*)^2 \frac{\{L_0 + Z_1^* L_1 + Z_1^{*2} L_2\}}{\{L_0 + L_1 + L_2\}} \frac{Z_2}{\beta^2} \{L_0\}. \quad (\text{II-12})$$

A partir des équations (II-6) et (II-9) on trouve :

$$\frac{S(E, Z_1^*)}{S_B(E, Z_{1x}^*)} = \frac{\{L_0 + L_1 + L_2\}}{L_0}. \quad (\text{II-13})$$

Cette dernière expression nous permet d'écrire :

$$L_1 + L_2(p) = \left(\frac{S(E, Z_1^*)}{S_B(E, Z_{1x}^*)} - 1 \right) L_0. \quad (\text{II-14})$$

Si on suppose que : $S(E, Z_1^*) = S_{exp}$, S_{exp} est le pouvoir d'arrêt déterminé expérimentalement, l'équation (II-11) devient :

$$L_1 + L_2(p) = \left(\frac{S_{exp}}{S_B(E, Z_{1x}^*)} - 1 \right) L_0. \quad (\text{II-15})$$

D'où :

$$L_1 = \left(\frac{S_{exp}}{S_B(E, Z_1^*)} - 1 \right) L_0 - L_2(p) \quad (\text{II-16})$$

Donc la somme des termes de Barkas et Bloch ($L_1 + L_2$) dépend de S_{exp} , $S_B(E, Z_1^*)$ et de L_0 , ces derniers peuvent être déterminés expérimentalement ou par calculs. La relation (II-12) est valable aussi pour $Z_1 = Z_1^*$.

En prenant la correction de Bloch comme étant égale à l'expression donnée par Bichsel, et en remplaçant L_1 (eq (II-13)) et L_2 (eq (I-22)) dans la relation (II-6), on peut calculer la charge effective (Z_1^*) à l'échelle de Z^4 (II-14), les termes L_2 et L_1 .

On pose: $L_1 + L_2(p) = \eta$, donc $\eta = \left(\frac{S_{exp}}{S_B(E, Z_1^*)} - 1 \right) L_0$, l'expression (II-6) devient :

$L_1 = \eta - L_2(p)$, en remplaçant dans (II-13), on obtient :

$$S(E, Z_1^*) = \kappa \frac{Z_1^{*2} Z_2}{\beta^2} \{L_0 + Z_1^* \eta - Z_1^* L_2(p) + Z_1^{*2} L_2\} = \kappa \frac{Z_1^{*2} Z_2}{\beta^2} \{L_0 + Z_1^* \eta + Z_1^* (Z_1^* L_2 - L_2(p))\} \quad (\text{II-17})$$

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

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

2. Expression de la correction de Barkas (L_1) pour deux ions voisins (Z_1, Z_1+1)

D'après la formule (II-9) de Bethe-Bloch modifiée on peut écrire :

$$\frac{\beta^2}{\kappa Z_1^{*2} Z_2} S(E, Z_1^*) = \{L_0 + Z_1^* L_1 + Z_1^{*2} L_2\} \quad (\text{II-18})$$

D'après (II-4) :

$$Z_1^* = \gamma Z_1 \quad (\text{II-19})$$

La formule (II-18) devient :

-Pour l'ion de numéro atomique Z_1 :

$$\frac{\beta^2}{\kappa Z_1^2 \gamma^2 Z_2} S(E, Z_1) = \{L_0 + \gamma Z_1 L_1 + (\gamma Z_1)^2 L_2\} \quad (\text{II-20})$$

-Pour l'ion de numéro atomique $Z_1 + 1$:

$$\frac{\beta^2}{k(Z_1+1)^2\gamma^2 Z_2} S(E, (Z_1 + 1)) = \{L_0 + \gamma(Z_1 + 1)L_1 + (\gamma(Z_1 + 1))^2 L_2\} \quad (\text{II-21})$$

En combinant (II-20) et (II-21) on trouve :

$$\frac{\beta^2}{kZ_2\gamma^2} \left[\frac{S(E, (Z_1+1))}{(Z_1+1)^2} - \frac{S(E, Z_1)}{Z_1^2} \right] = \{ \gamma L_1 + (\gamma(Z_1 + 1))^2 L_2 - (\gamma Z_1)^2 L_2 \} \quad (\text{II-22})$$

D'où :

$$\gamma L_1(Z_1^*) = \frac{\beta^2}{kZ_2} \left[\frac{S(E, Z_2^*)}{(Z_1+1)^2} - \frac{S(E, Z_1^*)}{Z_1^2} \right] - (\gamma(Z_1 + 1))^2 L_2 + (\gamma Z_1)^2 L_2 \quad (\text{II-23})$$

3. Expression du pouvoir d'arrêt $S(E, Z_1)$ indépendamment de la correction de Barkas

Dans ce qui suit, on va établir l'expression générale du pouvoir d'arrêt en fonction de $S(E_p)$, $L_2(p)$ et $L_2(Z_1)$ [58], pour les ions (^4He , ^7Li , ..., ^{16}O , ...) en utilisant la formule de Bethe-Bloch modifiée.

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

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

-Pour les particules α ($Z_1 = 2$) :

$$S_\alpha = \frac{4KZ_2}{\beta^2} [L_0 + 2L_1(\alpha) + 4L_2(\alpha)] \quad (\text{II-24})$$

$$D'où : \quad L_1(\alpha) = \frac{S_\alpha\beta^2}{8KZ_2} - \frac{L_0}{2} - 2L_2(\alpha) \quad (\text{II-25})$$

A des vitesses égales et dans la même cible, $L_1(p) = L_1(\alpha)$ (L_1 ne dépend que la vitesse de la particule incidente et du milieu ralentisseur Z_2), On montre que :

$$S_\alpha = 8Sp - 4Z_2K/\beta^2 [L_0 + (2L_2(P) - 4(L_2(\alpha)))] \quad (\text{II-26})$$

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

$$S_{Li} = \frac{9KZ_2}{\beta^2} [L_0 + 3L_1(Li) + 9L_2(Li)] \quad (\text{II-27})$$

$$D'où : \quad L_1(Li) = \frac{S_{Li}\beta^2}{27KZ_2} - \frac{L_0}{3} - 3L_2(Li) \quad (\text{II-28})$$

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

$$S_{Li} = 27Sp - 9Z_2K/\beta^2[2L_0 + (3L_2(P) - 9(L_2(Li)))] \quad (\text{II-29})$$

L'expression générale du pouvoir d'arrêt est indépendante de L_1 et s'écrit :

$$S(E, Z_1) = Z_1^3 S(E_p) - \left(\frac{Z_1^2 Z_2 K}{\beta^2}\right) [(Z_1 - 1)L_0 + (Z_1 L_2(p) - Z_1^2 L_2(Z_1))] \quad (\text{II-30})$$

On va comparer au chapitre-III, nos résultats donnés par les relations (I-20) et ceux obtenus par l'éq (I-21) pour l'ion ^{16}O dans les cibles d'aluminium.

Chapitre III

Analyse et discussion des résultats obtenus

III.1. Introduction

Ce chapitre sera consacré à la présentation des résultats et leurs discussions, concernant le pouvoir d'arrêt ainsi que la charge effective à l'échelle de Z^4 des ions ^{16}O , ^{19}F , ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P dans les cibles d'aluminium et Polypropylène dans la gamme d'énergie s'étalant de 1MeV/u à 100 MeV/u (région de Bethe $V > V_0 Z^{2/3}$). Les valeurs de ces derniers seront comparées à celles générées par les codes de calcul SRIM-2013, MSTAR, CasP et aux expressions données dans les références [26-28].

Nous terminerons ce chapitre par le calcul de la correction de Barkas L_1 des ions ^{28}Si , ^{31}P dans les cibles d'aluminium, en utilisant l'expression (II-23) obtenue au chapitre II à partir de la formule de Bethe-Bloch pour deux ions voisins (Z_1 , Z_1+1) dans la même cible. Les valeurs de L_1 seront confrontées à celles obtenues de la relation (I-21) de Ziegler [24].

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

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

Parmi ces techniques de microanalyse nucléaire par faisceaux d'ions, on peut citer, la spectrométrie de rétrodiffusion de Rutherford (RBS) [52,53] et la diffusion élastique. Ces deux dernières combinées à la transmission directe [54,18], permettent la détermination des paramètres physiques dans les expériences de ralentissement des particules chargées dans la matière (pouvoir d'arrêt, straggling en énergie).

Cette méthode (la RBS ou la diffusion élastique associée à la transmission directe) est qualifiée de technique nucléaire de transmission indirecte [55- 57], est souvent adoptée pour la mesure de la perte d'énergie dans des cibles monoatomiques et composées. Une meilleure précision sur la mesure de la perte d'énergie peut être obtenue par la technique du "Temps de Vol" (TOF) qui est très utilisée ces dernières années.

III.2. Analyse et discussion des résultats obtenus des particules chargées (^{16}O , ^{19}F , ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P)

III.2. 1. Le pouvoir d'arrêt des particules chargées (^{16}O , ^{19}F , ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P) dans les cibles d'aluminium et polypropylène

Dans le but de montrer la validité de la formule de Bethe-Bloch modifiée dans le domaine d'énergie de 20 à 100 MeV/u, nous avons déterminées le pouvoir d'arrêt de l'ion ^{16}O de charge effective égale à 8 (pour ces énergies de l'ion ^{16}O , la charge effective $Z_1^*=Z_1$, le noyau est complètement épluché de ses électrons, on est dans le cas des vitesses $V > 2Z_1V_0$) dans les cibles d'aluminium et polypropylène. Les résultats sont comparés à ceux donnés par les codes de calcul SRIM-2013, MSTAR, CasP et la formule de Bohr. Par la suite, nous avons appliqué l'expression de Bethe-Bloch modifiée (la charge effective est tirée des références [27,28]) afin de calculer le pouvoir d'arrêt des particules chargées ^{16}O , ^{19}F , ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P dans les deux cibles pour des énergies $1 \text{ MeV/u} \leq E/A \leq 100 \text{ MeV/u}$ ($Z_1^* \leq Z_1$, on est dans la région des vitesses $V > V_0 Z^{2/3}$, voir figures III-1 à III-14).

Pour le calcul du potentiel d'ionisation moyen I_c et le rapport $(Z_2/A)_c$ de la cible composées polypropylène (C_3H_6), nous avons appliqué la loi d'additivité de Bragg dont les expressions (I-23, I-24) se trouvent au chapitre I. Pour les potentiels d'ionisation des constituants H, C (I_H , I_C), nous avons adopté les données recommandées dans le rapport ICRU-49 [59] et dont les valeurs sont indiquées dans le tableau III-1.

éléments	Potentiel d'ionisation (eV)
^{12}C	81
^1H	19.2
^{27}Al	166

Tableau III-1 : Potentiel d'ionisation des différents éléments donné par ICRU-49 [59]

Dans les tableaux (III-2et III-3), on donne à titre d'exemple les écarts relatifs entre les valeurs trouvées par Bethe et Bohr par rapport à SRIM. On constate que la formule de Bethe-Bloch est plus indiquée dans cette gamme d'énergie.

$$Z_1=Z_1^*=8$$

E (MeV/n)	$S(E)_{SRIM-2013}$ (Mev.cm ² /mg)	$S(E)_{Bohr}$ (Mev.cm ² /mg)	$S(E)_{Bethe}$ (Mev.cm ² /mg)	$S(E)_{MSTAR}$ (Mev.cm ² /mg)	$E_r\%$ (S_{Bohr}/S_{SRIM})	$E_r\%$ (S_{Bethe}/S_{SRIM})
20	1,29	1,38799	1,2818	1,25973	7,59	0,63
30	0,9237	1,02994	0,92889	0,91674	11,50	0,56
50	0,614	0,70583	0,62082	0,61497	14,95	1,11
70	0,4735	0,55173	0,47834	0,47502	16,52	1,02
80	0,4277	0,50102	0,4322	0,42954	17,14	1,05
90	0,3915	0,46057	0,39569	0,39351	17,64	1,07
100	0,3618	0,42751	0,36616	0,36422	18,16	1,20

Tableau III-2 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'¹⁶O dans la cible d'²⁷Al.

E (MeV/n)	$S(E)_{SRIM-2013}$ (Mev.cm ² /mg)	$S(E)_{Bohr}$ (Mev.cm ² /mg)	$S(E)_{Bethe}$ (Mev.cm ² /mg)	$S(E)_{MSTAR}$ (Mev.cm ² /mg)	$E_r\%$ (S_{Bohr}/S_{SRIM})	$E_r\%$ (S_{Bethe}/S_{SRIM})
20	1,839	1,9374	1,82501	1,7896	5,35	0,76
30	1,3	1,4188	1,30551	1,2859	9,13	0,42
50	0,8537	0,9592	0,86066	0,8512	12,36	0,81
70	0,6623	0,7442	0,65853	0,6527	12,37	0,57
80	0,5887	0,6740	0,59348	0,5886	14,49	0,81
90	0,5376	0,6182	0,54215	0,5381	14,99	0,85
100	0,4958	0,5728	0,50059	0,4971	15,52	0,97

Tableau III-3 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'¹⁶O dans la cible de polypropylène.

1. Pouvoir d'arrêt de l'ion ¹⁶O

Les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'¹⁶O dans les deux cibles pour des énergies de 1MeV/u à 100 MeV/u sont représentées sur les figures (III-1 et III-2).

Un bon accord existe entre nos valeurs calculées par la formule de Beth-Bloch modifiée (la charge effective utilisée est prise des références [27,28]) et les codes de calcul SRIM-2013, MSTAR et CasP à l'énergie $E \geq 10$ MeV/u. On remarque qu'à l'énergie

$E = 1\text{MeV/u}$, la différence maximale est trouvée pour Antony et al (le code SRIM est pris comme référence) est de 11.20% et 19.40% respectivement dans les deux cibles.

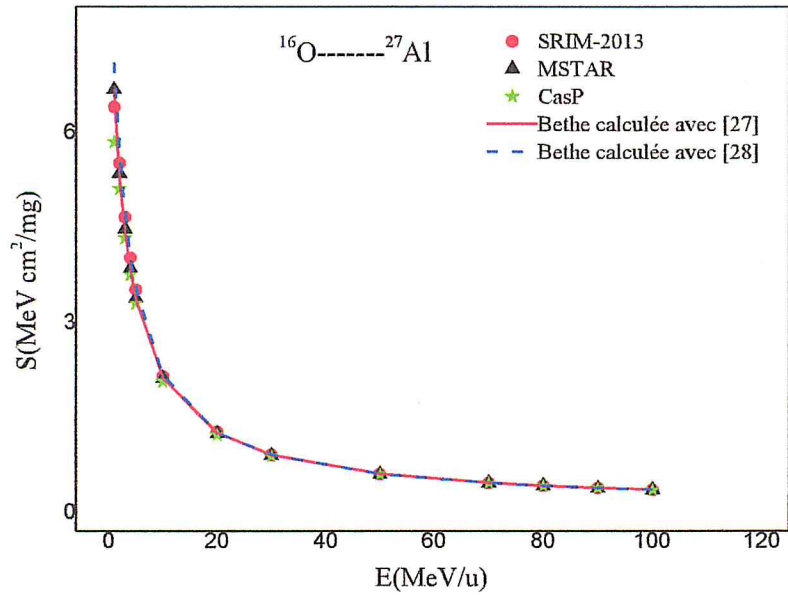


Figure (III-1) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{16}O dans la cible d' ^{27}Al .

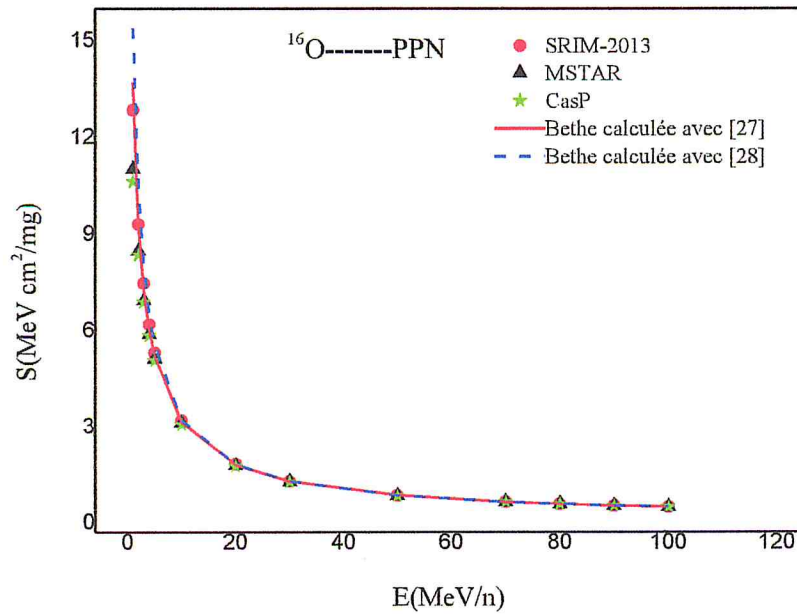


Figure (III-2) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{16}O dans la cible de polypropylène.

2. Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{19}F

A partir des figures (III-3 et III-4), on constate qu'un remarquable accord est obtenu entre les résultats du pouvoir d'arrêt de Bethe-Bloch est ceux générés par les codes SRIM-2013, MSTAR et CasP dans les deux cibles à l'énergie $E \geq 10 \text{ MeV/u}$. A l'énergie 1 MeV/u , l'écart relatif maximum observé pour Antony et al est de 15.10% et 26% respectivement dans les cibles d'aluminium et polypropylène.

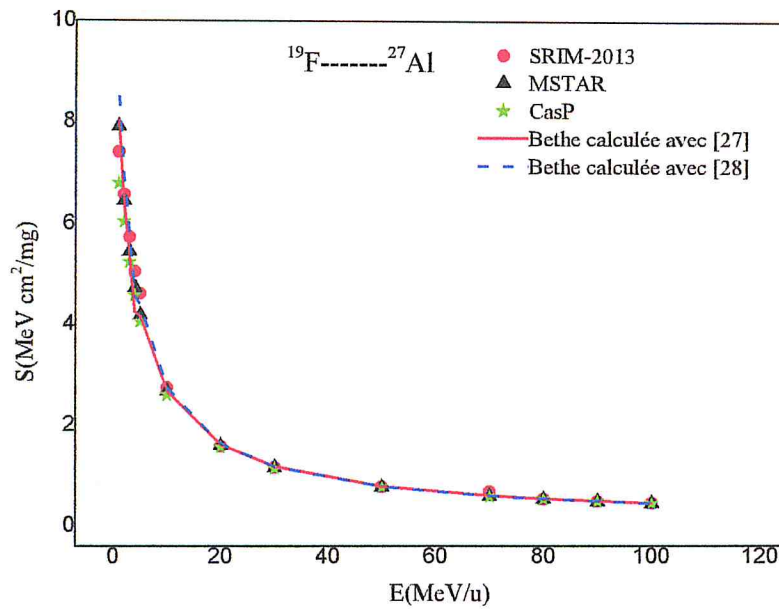


Figure (III-3) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{19}F dans la cible d' ^{27}Al .

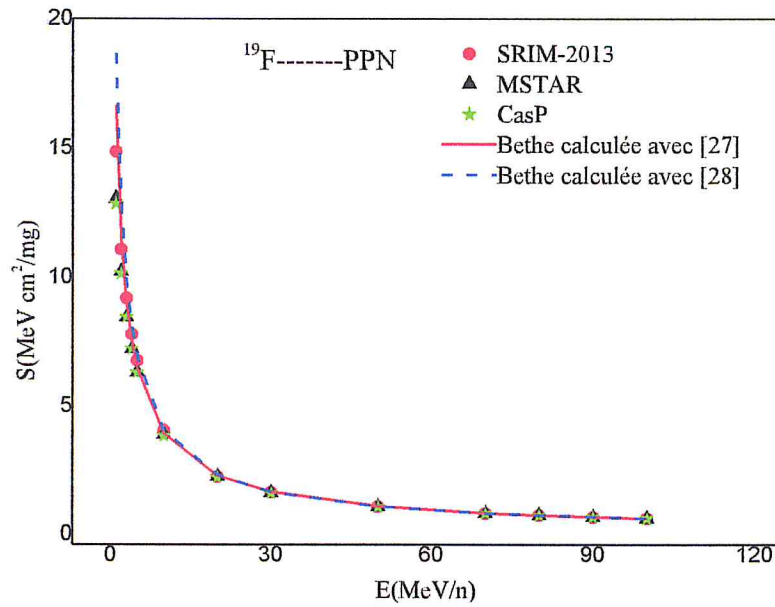


Figure (III-4) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{19}F dans la cible de polypropylène.

3. Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{28}Si

Nous avons reporté sur les figures. III-5 et III-6, les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion ^{28}Si données par la formule de Bethe-Bloch est celles trouvées à travers les codes SRIM-2013, MSTAR et CasP dans la gamme d'énergie de 1 à 100 MeV/u.

Les valeurs obtenues à partir de la formule de Bethe-Bloch s'accordent assez bien avec celles calculées par les trois codes pour des énergies $E \geq 20$ MeV/u, par contre on remarque que la différence maximale est de 7% et 16.60% respectivement dans les deux cibles à l'énergie $E = 3$ MeV/u.

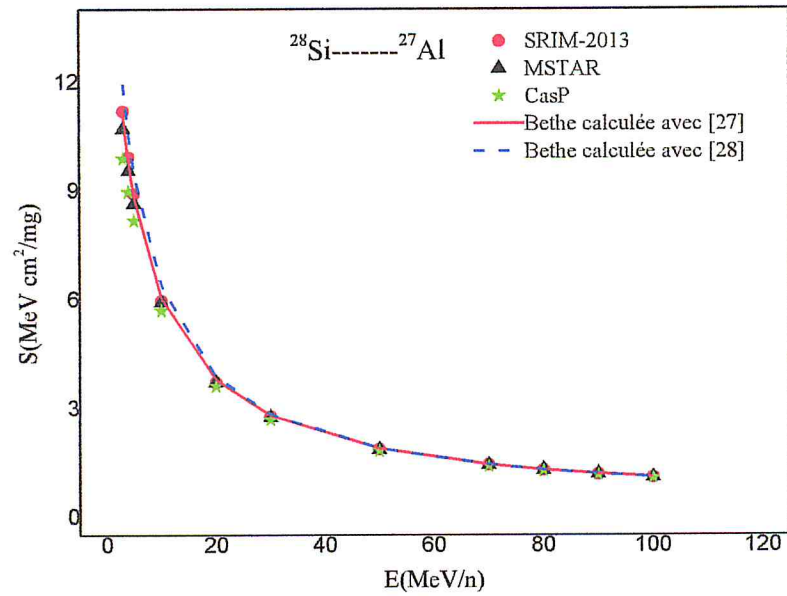


Figure (III-5) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{28}Si dans la cible de ^{27}Al .

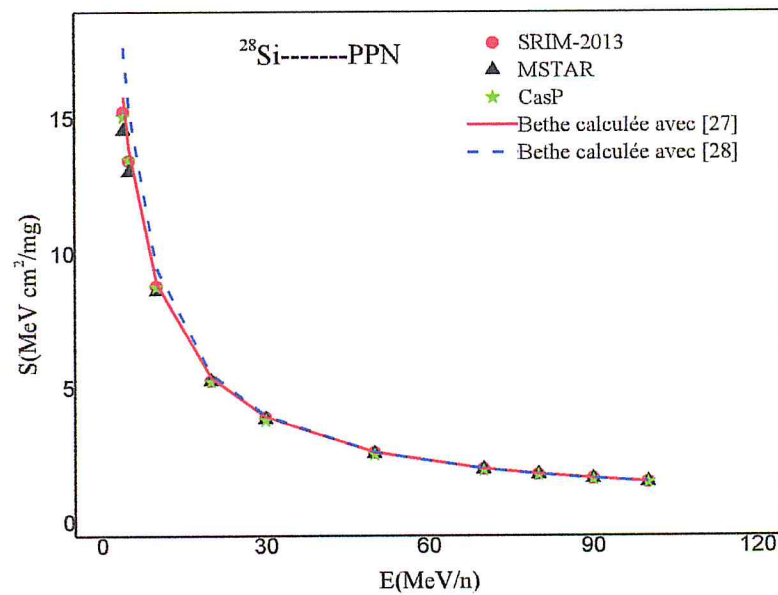


Figure (III-6) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{28}Si dans la cible de polypropylène.

4. Pouvoir d'arrêt des ions ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{31}P

Les résultats du pouvoir d'arrêt des ions ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al et ^{31}P dans les cibles d'Aluminium et Polypropylène pour des énergies $E = 1$ à 100 MeV/u sont présentés sur les figures (III-7 à III-14).

Un accord plus que satisfaisant est trouvé entre les valeurs calculées par l'expression de Beth-Bloch modifiée et les 3 codes de calcul pour l'énergie $E \geq 20$ MeV/u. Aux énergies $E = 2, 3$ et 4 MeV/u des ions ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al et ^{31}P , l'écart maximum est respectivement de 6.20%, 4.80%, 6.70%, 5% dans la première cible alors qu'il est de 19.70%, 14.10%, 17%, 15% dans la deuxième cible.

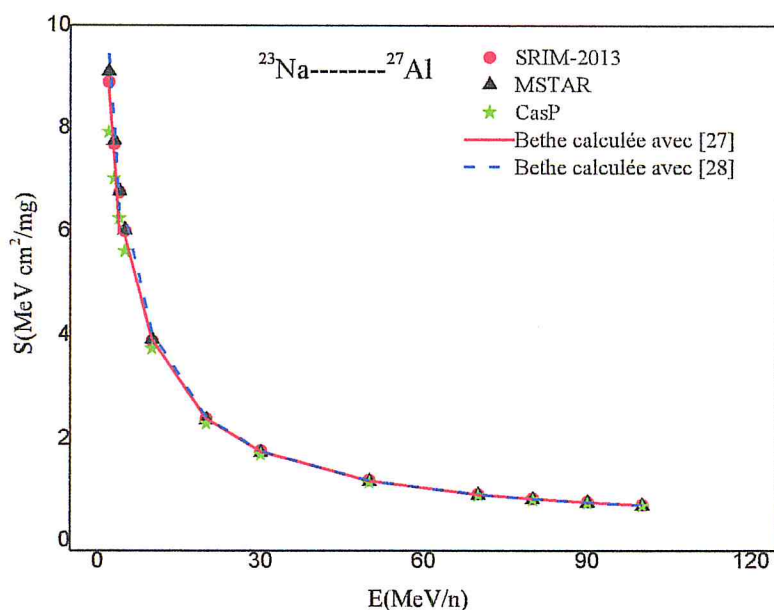


Figure (III-7) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{23}Na dans la cible d' ^{27}Al .

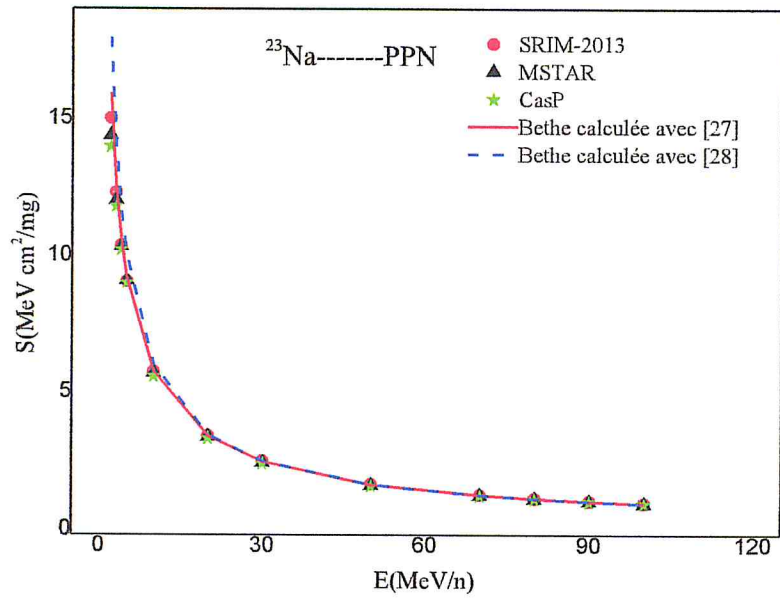


Figure (III-8) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{23}Na dans la cible de polypropylène.

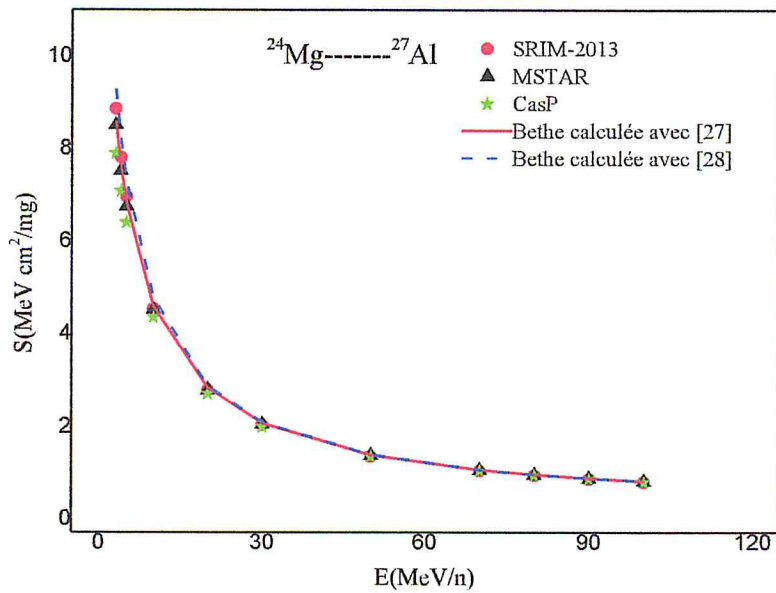


Figure (III-9) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{24}Mg dans la cible d' ^{27}Al .

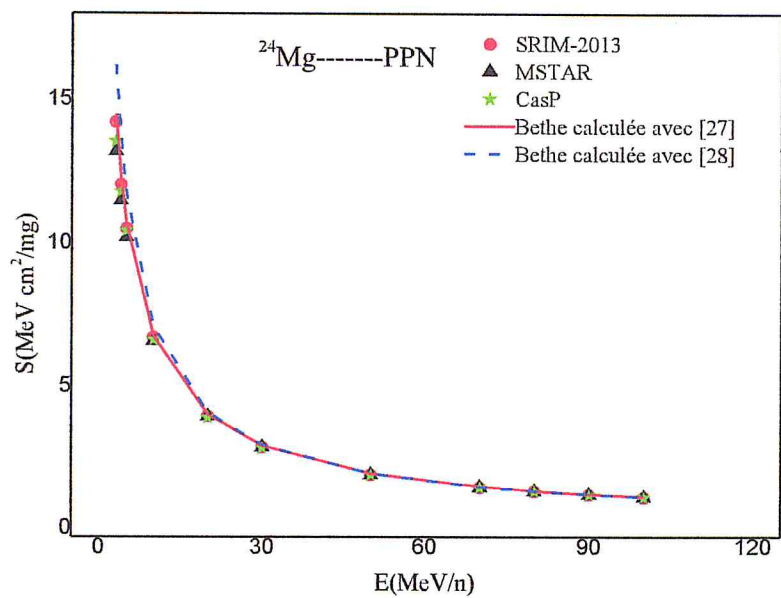


Figure (III-10) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{24}Mg dans la cible de polypropylène.

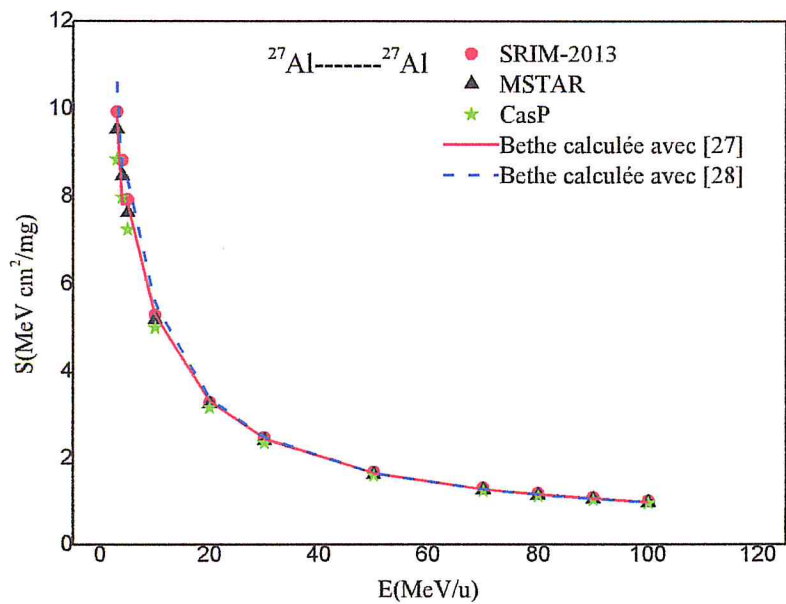


Figure (III-11) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{27}Al dans la cible d' ^{27}Al .

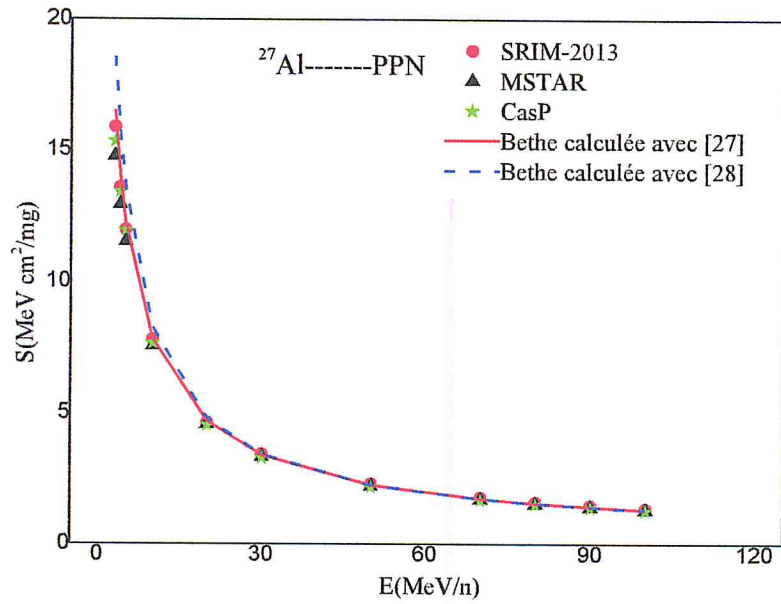


Figure (III-12) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{27}Al dans la cible de polypropylène.

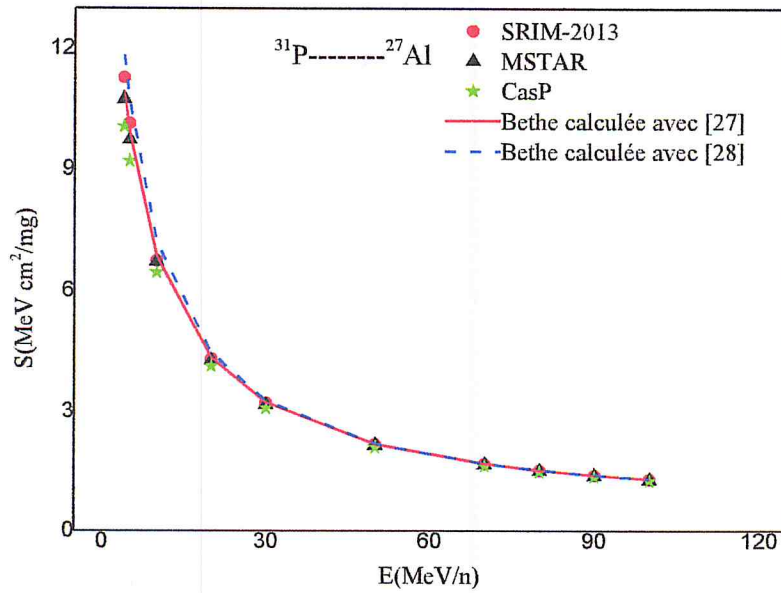


Figure (III-13) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{31}P dans la cible d' ^{27}Al .

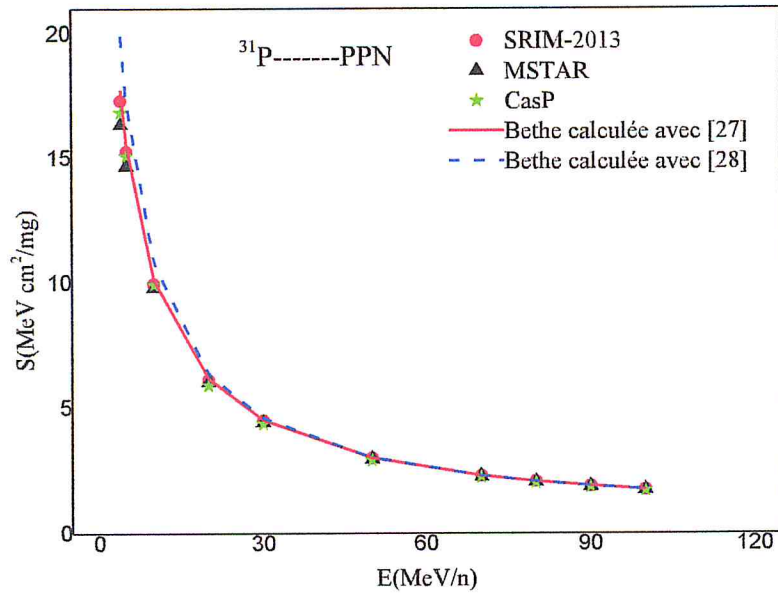


Figure (III-14) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{31}P dans la cible de polypropylène.

Le constat suivant peut être fait sur l'ensemble des figures (III-1 à III-14) : Les valeurs du pouvoir d'arrêt obtenues par la formule de Bethe-Bloch (avec les références [27,28]) ont été trouvées en très bon accord avec celles générées par codes SRIM-2013, MSTAR et CasP respectivement à des énergies E/A supérieures à 10 MeV/u et 20 MeV/u pour les ions ^{16}O , ^{19}F et ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P .

III.2. 2. La charge effective des particules chargées (^{16}O , ^{19}F , ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P) dans les cibles d'aluminium et polypropylène

La connaissance précise de la charge effective est d'une grande importance dans le calcul du pouvoir d'arrêt donné par la formule de Bethe-Bloch principalement pour des vitesses du projectile $2Z_1V_0 > V \geq V_0Z_1^{\frac{2}{3}}$ ($0.1Z_1^2 > E/A \geq 0.025Z_1^{\frac{4}{3}}$).

Dans le but d'étudier l'influence de la vitesse relative $V_r(V/V_0Z_1^{\frac{2}{3}})$ sur le paramètre de la charge effective γ et la dépendance de ce dernier sur les deux milieux ralentisseurs (Z_2). Nous avons déterminées les valeurs de γ à l'échelle de Z_1^4 (eq.II-17) graphiquement en se basant sur les résultats du pouvoir d'arrêt générés par le code SRIM-2013 pour des vitesses

relatives V_r , comprises de 1.60 à 14.70 (E/A de 1 à 100 MeV/u). En plus des valeurs de γ , on a tracé aussi sur les mêmes figures (III-15 à III-28), les fit (de l'ensemble des points de γ à l'échelle de Z_1^4 de tous les ions représentés par les eq.III-1 et III-2) et les expressions données dans les références [26-28] dans les deux cibles (tableau III.4). Pour la comparaison des différents résultats, nous nous référons aux valeurs ajustées (fit) de γ . Nous remarquons que l'écart relatif entre les quatre courbes est maximum pour la plus petite valeur de V_r , il est déterminé par rapport à la même référence [28]. Enfin, on constate que les résultats trouvés à travers les équations données dans les références [26,27], coïncident parfaitement pour toutes les figures.

Expression du fit de l'ensemble des points de γ à l'échelle de Z_1^4 pour l'aluminium :

$$\gamma = 1 - A \cdot \exp(-\lambda \cdot V/V_0 \cdot Z_1^{\frac{2}{3}}) \quad (\text{III-1})$$

Avec : $A = 1.4003806 - 1.91 \cdot 10^{-3} Z_2 + 1.26 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$

$$\lambda = 1.193583 - 7.50 \cdot 10^{-3} Z_2 + 4.53 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$$

Expression du fit de l'ensemble des points de γ à l'échelle de Z_1^4 pour le polypropylène :

$$\gamma = 1 - A \cdot \exp(-\lambda \cdot V/V_0 \cdot Z_1^{\frac{2}{3}}) \quad (\text{III-2})$$

Où : $A = 1.1466225048 - 1.91 \cdot 10^{-3} Z_2 + 1.26 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$

$$\lambda = 0.9537230277 - 7.50 \cdot 10^{-3} Z_2 + 4.53 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$$

Auteurs	Expressions
Brandt et al [26]	$\gamma_{BK} = q + \left(\frac{1}{2}\right) (1 - q) \left(\frac{V_0}{V_f}\right)^2 \ln \left[1 + \left(\frac{C_1 \Delta V_f}{a_0 V_0}\right)^2 \right]$
Thèse de doctorat Chekirine [27]	$\gamma = 1 - 0.81317 \cdot \exp(-0.8095 \cdot V/V_0 \cdot Z_1^{\frac{2}{3}})$
Antony et al [28]	$\gamma = 1 - A \cdot \exp(-\lambda \cdot V/V_0 \cdot Z_1^{\frac{2}{3}}), \text{ où}$ $A = 1.16 - 1.91 \cdot 10^{-3} Z_2 + 1.26 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$ $\lambda = 1.18 - 7.50 \cdot 10^{-3} Z_2 + 4.53 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$

Tableau III-4 : Expressions proposées pour le calcul de la charge effective.

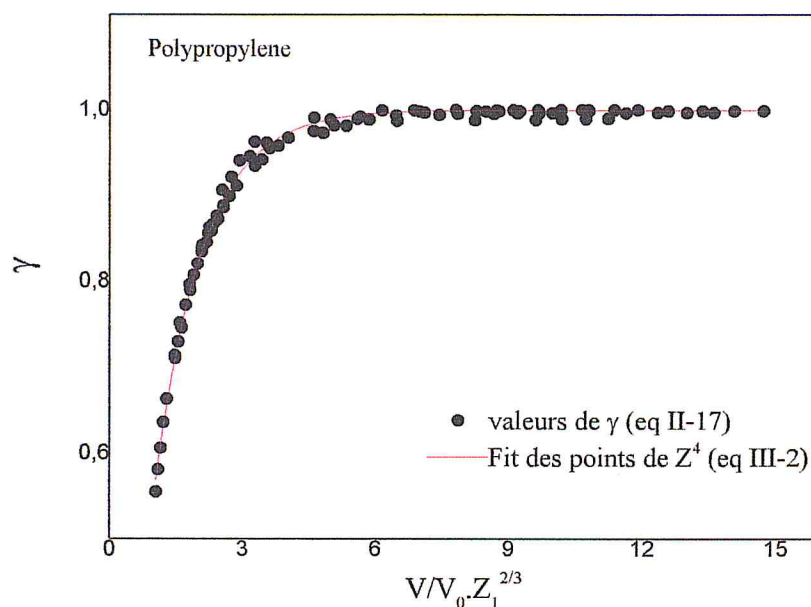


Figure (III-15) : Fit de l'ensemble des points de γ à l'échelle de Z_1^4 de tous les ions représenté par l'eqt. III-2

Nous allons déterminer le paramètre de la charge effective à l'échelle de Z_1^4 graphiquement à partir de l'équation du pouvoir d'arrêt $S(E)$ en fonction de la charge effective (eq.II-17).

On pose :

$$\frac{S(E, Z_1^*)}{Z_1^{*2}} = A, \quad \frac{KZ_2}{\beta^2} \{L_0 + Z_1^* \eta + Z_1^* (Z_1^* L_2 - L_2(p))\} = B$$

On détermine graphiquement la charge effective Z_1^* à l'échelle de Z_1^4 (figure III-15), en traçant A puis B en fonction de Z_1^* .

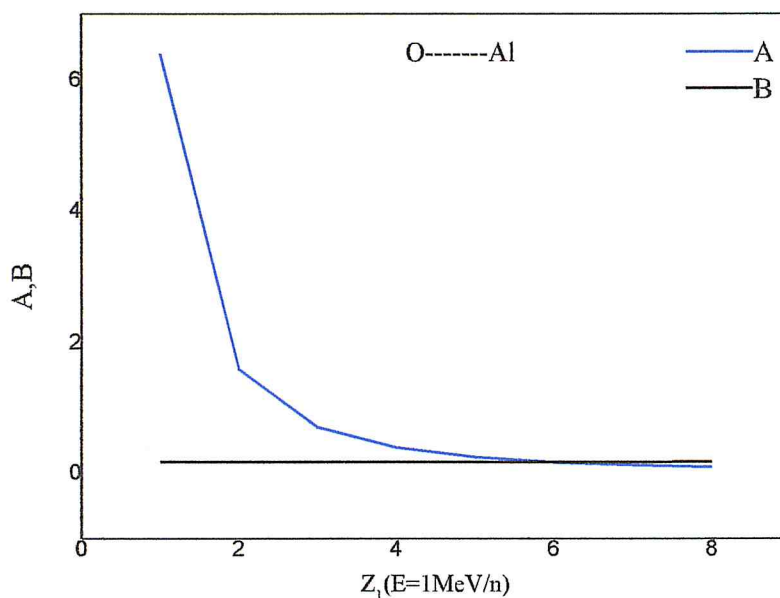


Figure (III-16) : Détermination graphique de la charge effective à l'échelle de Z_1^4 .

1. Charge effective de l'ion ^{16}O

Nous avons présenté sur les figures III-17, III-18 les valeurs du paramètre de la charge effective de l' ^{16}O à l'échelle de Z^4 et leur fit avec celles calculées à travers les expressions de $\gamma_{\text{BK-ZBL}}$ ainsi que celles données dans les références [27,28] dans les deux cibles.

Un accord remarquable est observé entre les courbes représentées par les fit (éq.III-1 et III-2) et celles donnée par les expressions tirées des références [26-28] pour les vitesses relatives $V_r \geq 7$. A $V_r = 1.6$, la différence maximale entre les valeurs du paramètre de la charge effective obtenu par les deux fit et la relation d'Antony [28] (pour tous les ions l'écart maximum est trouvé par rapport à cette référence) est respectivement de 5.40 % et 10.20% pour l'aluminium et le polypropylène. Cette différence diminue au fur et à mesure que la vitesse relative augmente (ceci est valable pour toute les figures).

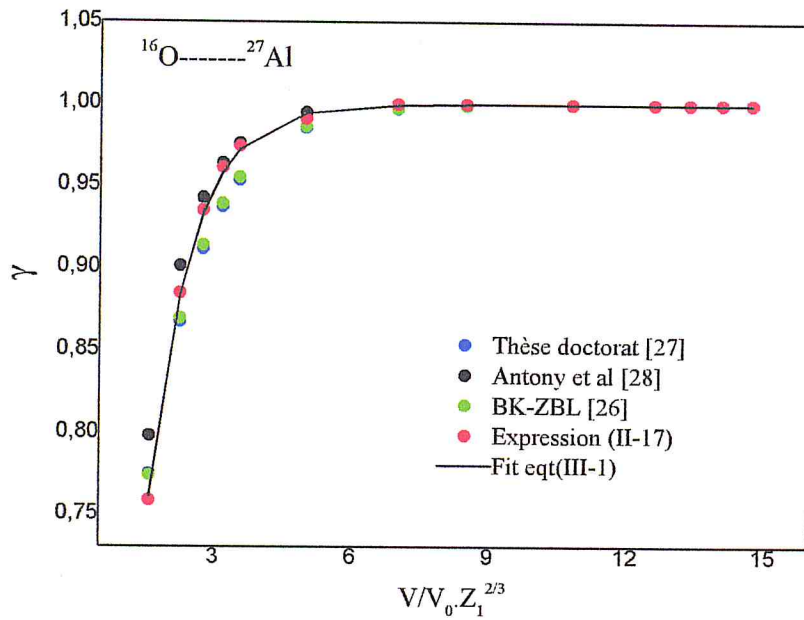


Figure (III-17) : le paramètre de la charge effective du ^{16}O dans la cible d' ^{27}Al en fonction de la vitesse relative

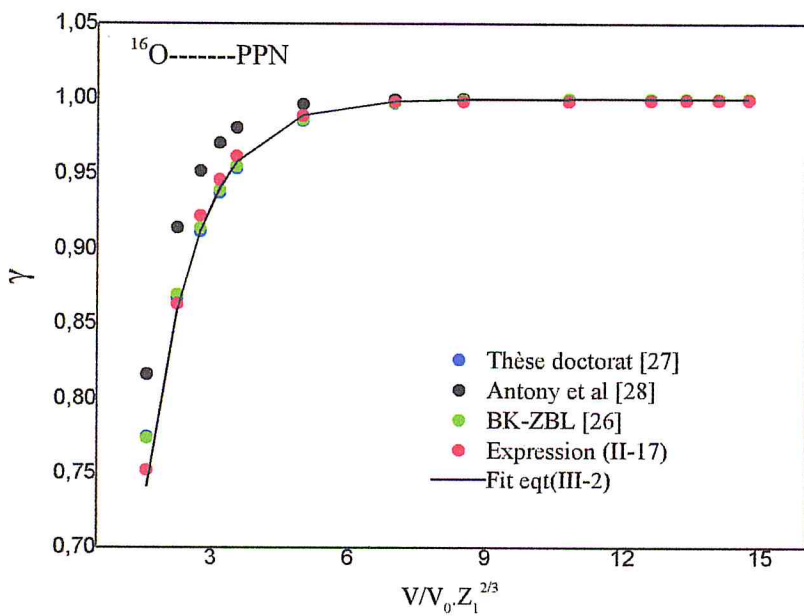


Figure (III-18) : le paramètre de la charge effective du ^{16}O dans la cible de polypropylène en fonction de la vitesse relative

2. Charge effective de l'ion ^{19}F

On constate sur les figures. III-19 et III-20, que les valeurs ajustées du paramètre de la charge effective à l'échelle de Z^4 de l'ion ^{19}F dans les cibles d'aluminium et polypropylène, s'accordent assez bien avec celles obtenues à travers les références [26-28], particulièrement pour les vitesses relatives supérieures à 6.45 (γ est presque égale à l'unité). A des vitesses comprises entre $6.5 > V_r > 1.5$, l'écart relatif est respectivement inférieur à 6.2% et 11%.

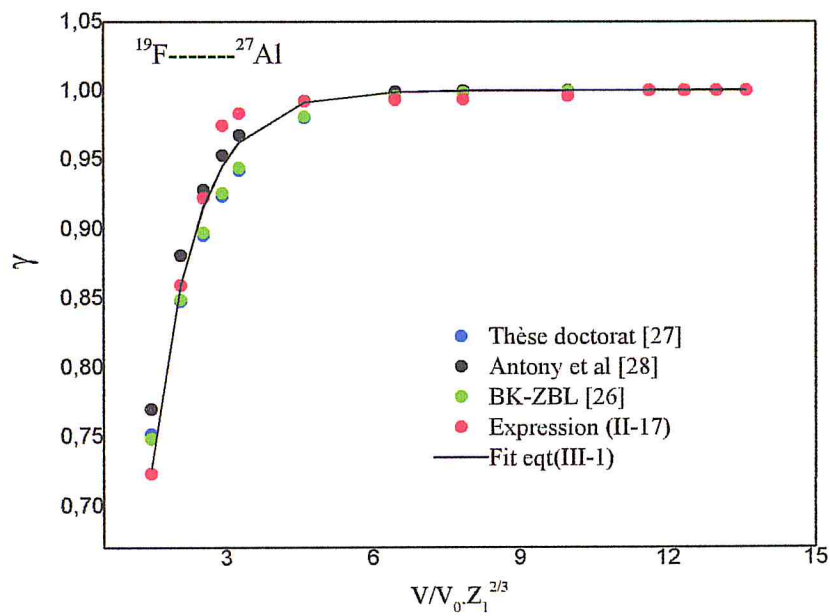


Figure (III-19) : le paramètre de la charge effective du ^{19}F dans la cible d' ^{27}Al en fonction de la vitesse relative

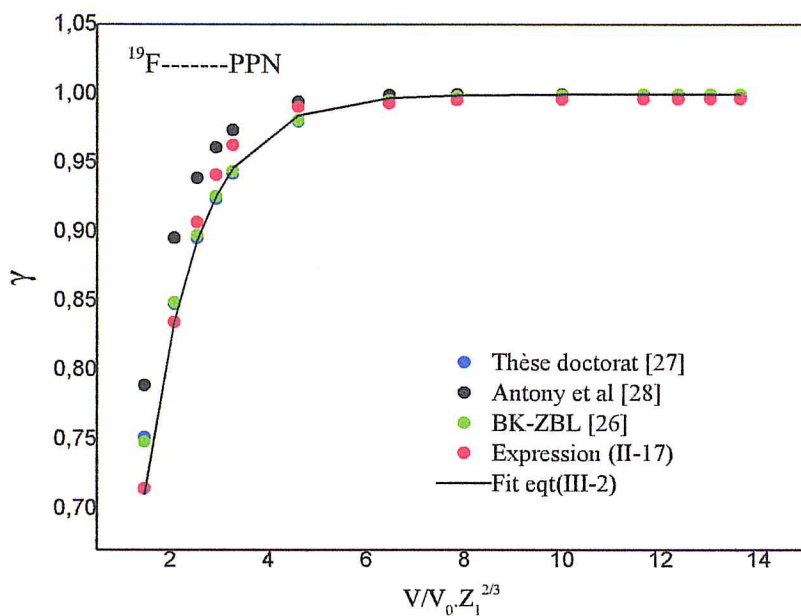


Figure (III-20) : le paramètre de la charge effective du ^{19}F dans la cible de polypropylène en fonction de la vitesse relative

3. Charge effective de l'ion ^{28}Si

Nous avons reporté sur les figures. III-21 et III-22, les valeurs données par les fit du paramètre de la charge effective à l'échelle de Z^4 de l'ion ^{28}Si pour des vitesses relatives situées entre 2.20 et 10.10. Un bon accord est trouvé entre les quatre courbes pour des vitesses relatives $V_r \geq 7.45$ (écart relatif inférieur à 0.65%). A $V_r = 2$, la différence maximale entre les valeurs du paramètre de la charge effective obtenu par les deux fit et la relation d'Antony [28] est respectivement de 3 % et 6.70% pour l'aluminium et le polypropylène.

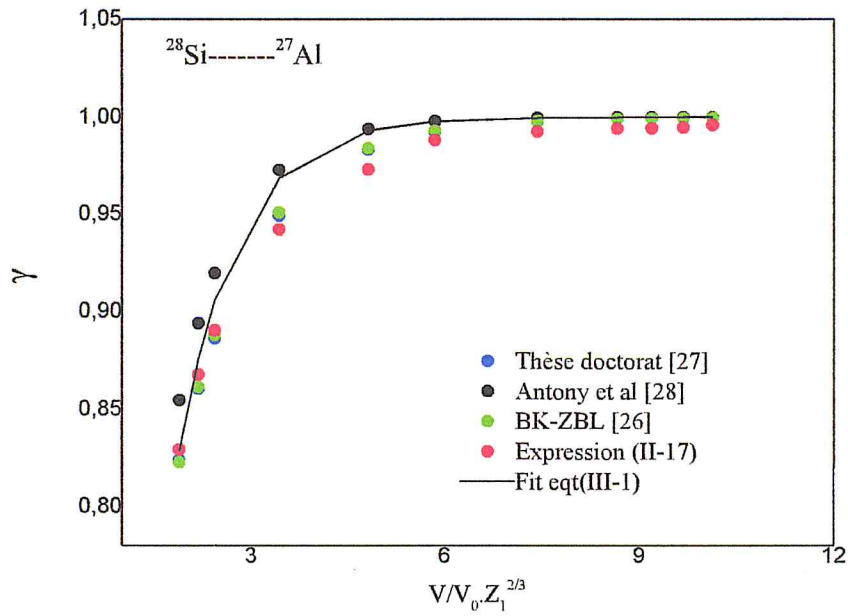


Figure (III-21) : le paramètre de la charge effective du ^{28}Si dans la cible d' ^{27}Al en fonction de la vitesse relative.

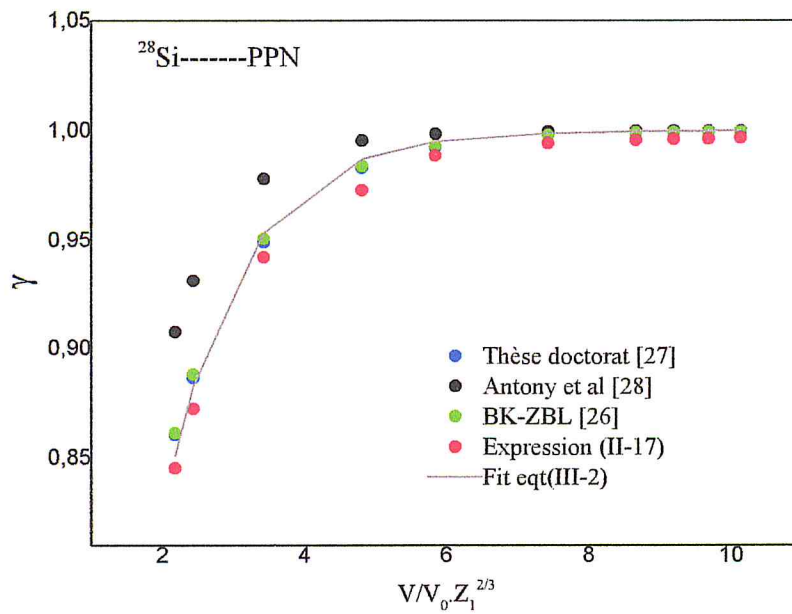


Figure (III-22) : le paramètre de la charge effective du ^{28}Si dans la cible de polypropylène en fonction de la vitesse relative.

4. Charge effective des ions ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{31}P

Les résultats de la charge effective à l'échelle de Z^4 obtenus par les fit (eq.III-1 et III-2) des ions ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al et ^{31}P dans les cibles d'Aluminium et Polypropylène pour des vitesses relatives V_r comprises entre 1.8 et 12 sont présentés sur les figures (III-23 à III-30).

Les valeurs de γ ajustées (eq.III-1 et III-2) coïncident d'une manière remarquable avec celles données par les références [26-28] à $V_r \geq 7.1$ pour l'ensemble des quatre ions. Aux vitesses relatives $V_r = 1.8, 2.1, 1.98, 2.0$, des ions ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al et ^{31}P l'écart relatif maximum obtenu est respectivement de 3.0%, 2.40%, 3.40%, 2.50% dans la première cible alors qu'il est de 8.70%, 7.20%, 7.80%, 7.20% dans la deuxième.

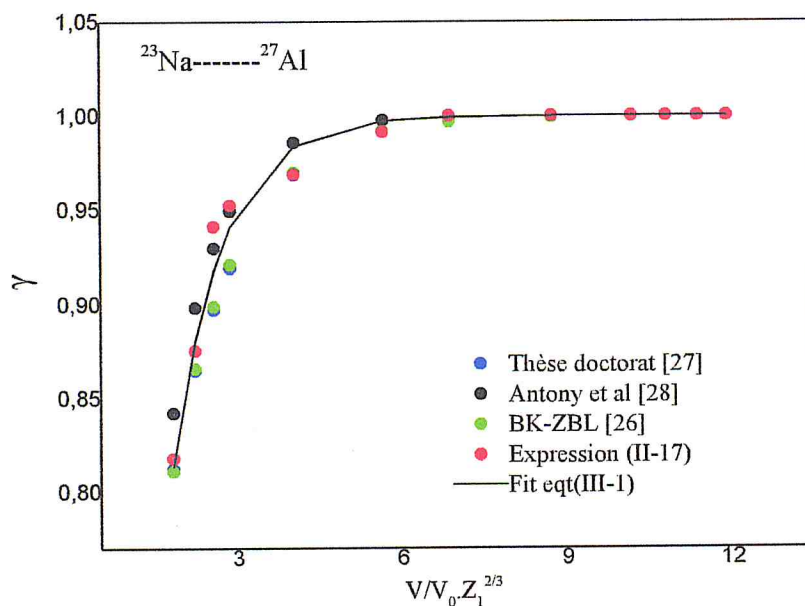


Figure (III-23) : le paramètre de la charge effective du ^{23}Na dans la cible d' ^{27}Al en fonction de la vitesse relative.

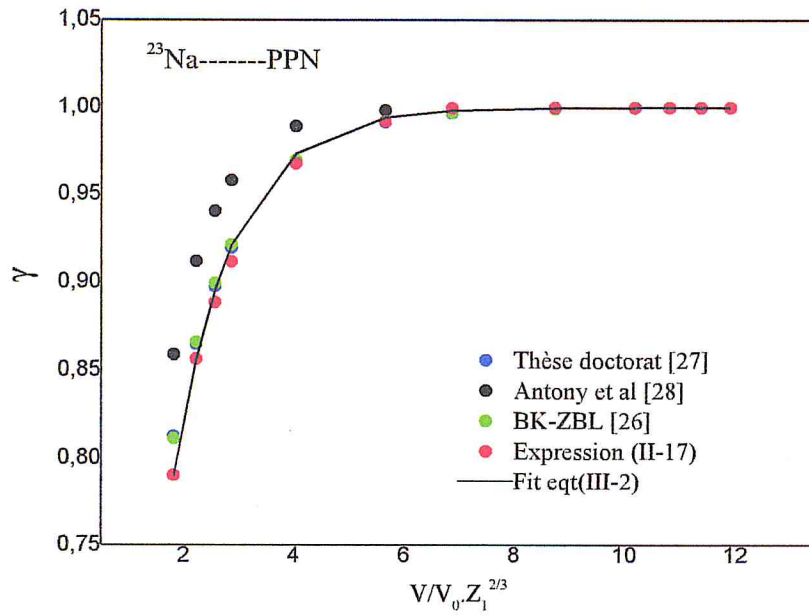


Figure (III-24) : le paramètre de la charge effective du ^{23}Na dans la cible de polypropylène en fonction de la vitesse relative.

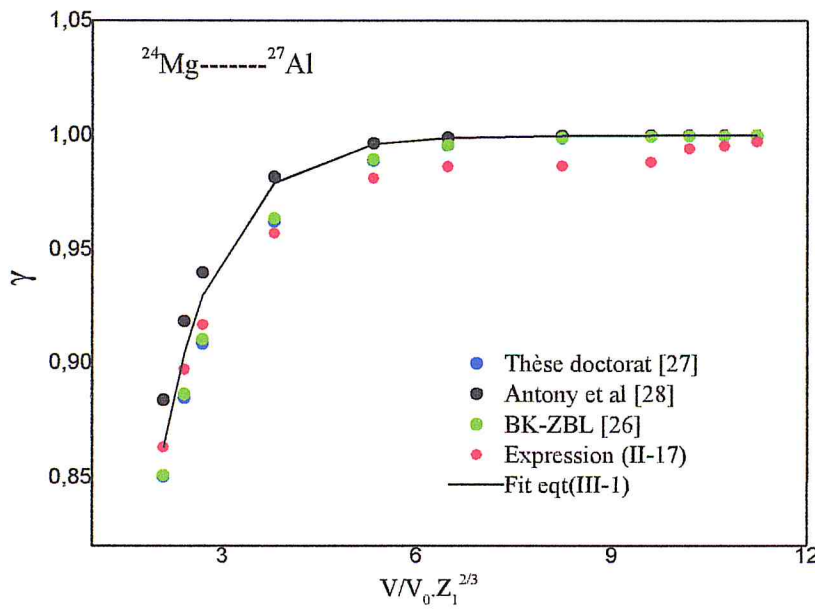


Figure (III-25) : le paramètre de la charge effective du ^{24}Mg dans la cible d' ^{27}Al en fonction de la vitesse relative.

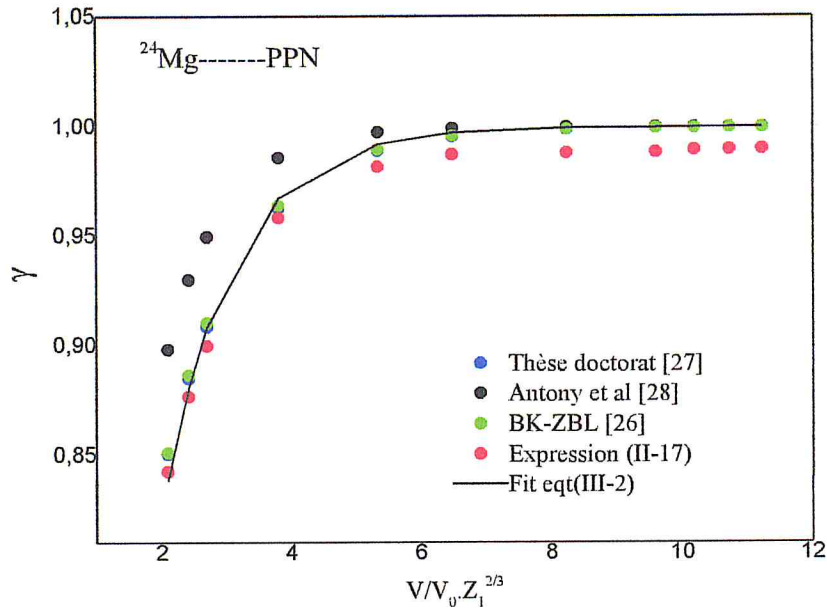


Figure (III-26) : le paramètre de la charge effective du ^{24}Mg dans la cible de polypropylène en fonction de la vitesse relative.

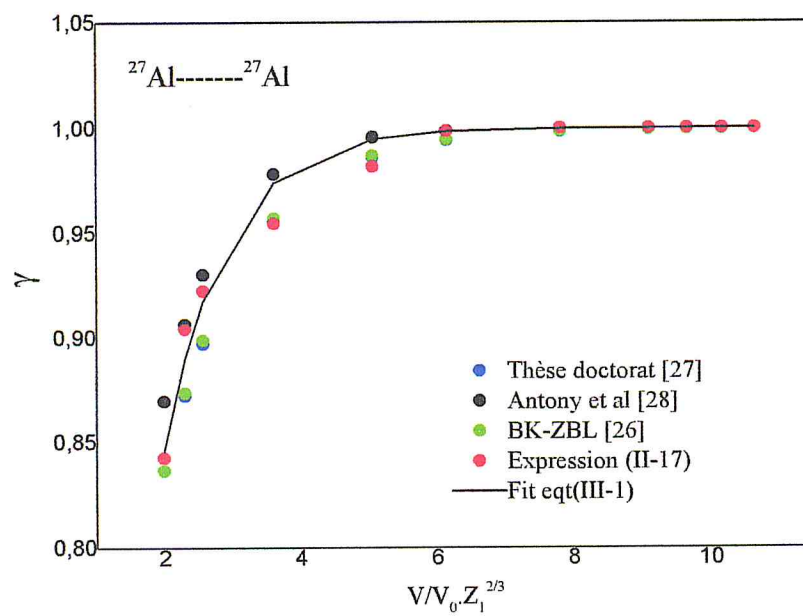


Figure (III-27) : le paramètre de la charge effective du ^{27}Al dans la cible d' ^{27}Al en fonction de la vitesse relative.

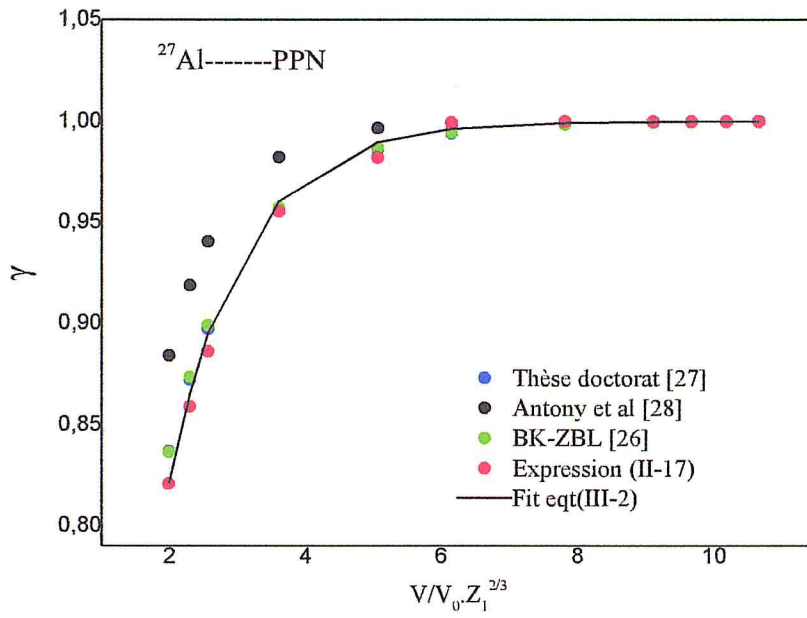


Figure (III-28) : le paramètre de la charge effective du ^{27}Al dans la cible de polypropylène en fonction de la vitesse relative.

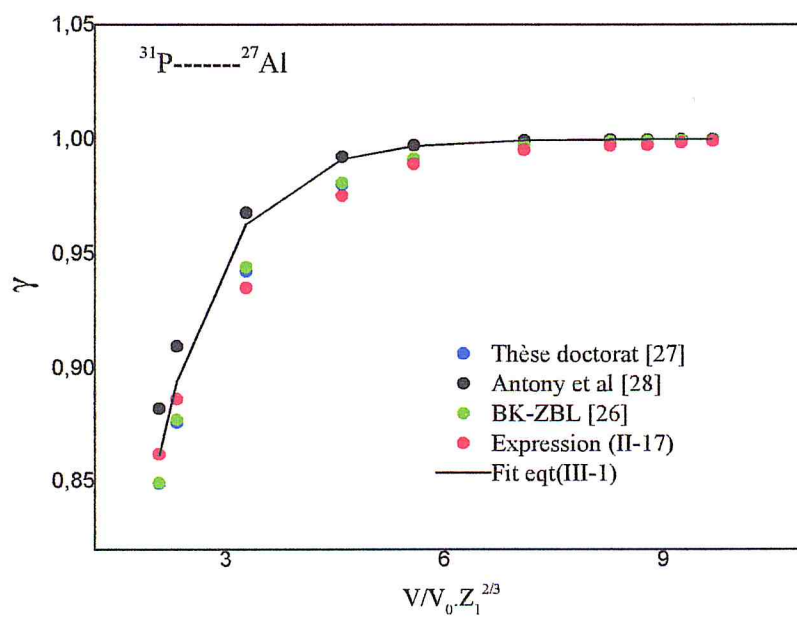


Figure (III-29) : le paramètre de la charge effective du ^{31}P dans la cible d' ^{27}Al en fonction de la vitesse relative.

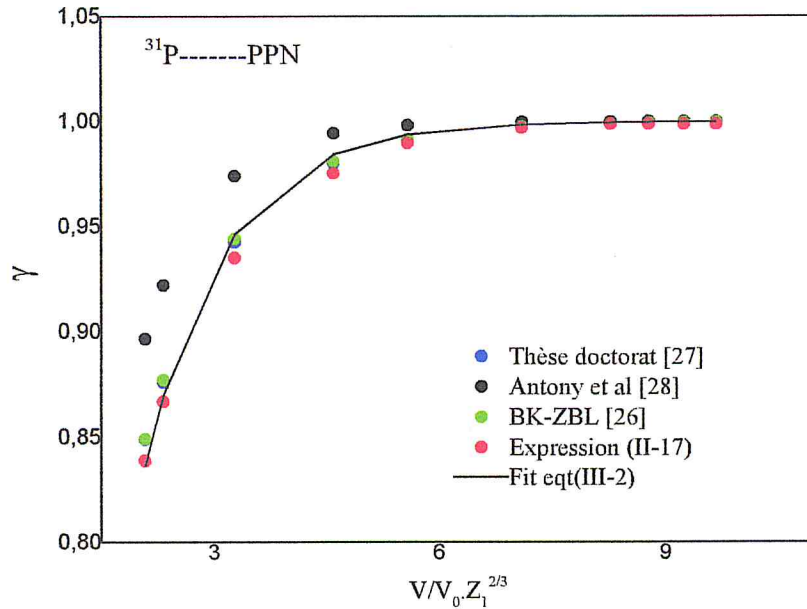


Figure (III-30) : le paramètre de la charge effective du ^{31}P dans la cible de polypropylène en fonction de la vitesse relative.

D'après ce qu'on vient de voir, la remarque suivante s'impose :

Pour les grandes vitesses relatives ($V_r \geq 7.45$), les figures (III-17 à III-30) permettent d'établir d'une manière assez claire, que la charge effective dépend faiblement de la nature des cibles utilisées (Z_2), par contre, ce n'est pas le cas pour les vitesses relatives faibles.

III.2. 3. La correction de Barkas des particules chargées ^{28}Si et ^{31}P dans la cible d' ^{27}Al

La correction de Barkas $Z_1 L_1$ traduit la polarisation du milieu ralentisseur induit par le champ de l'ion projectile. Elle est importante à des énergies $0.6 \text{ MeV/u} < E/A < 10 \text{ MeV/u}$ et pour des ions incidents lourds. Elle peut influencer sur la précision du pouvoir d'arrêt de quelques pourcent si elle n'est prise en compte.

On s'intéresse dans ce travail, au calcul de la correction de Barkas des ions ^{28}Si , ^{31}P dans les cibles d'aluminium, en utilisant l'expression (II-23) obtenue au chapitre II à partir de la formule de Bethe-Bloch pour deux ions voisins (Z_1, Z_1+1) ayant des paramètres de la charge effective et des vitesses égaux dans une même cible (les valeurs du pouvoir d'arrêt

sont prises des codes SRIM-2013 et MSTAR). Les résultats de L_1 seront comparés à ceux trouvés par la relation (I-21) proposée par Ziegler [24].

Nous rappelons les expressions données aux chapitres un et deux que nous allons utiliser pour le calcul de $(L_1)_{Zie}$, $(L_2)_{Bic}$ et $(L_1)_{cal}$ et leurs valeurs pour la cible (^{27}Al) seront présentées aux tableaux (III-4 et III-5).

$$L_1 = \frac{L_{low}L_{higt}}{L_{low} + L_{higt}} = (L_1)_{Zie} \quad (I-21)$$

$$Z_1^2 L_2 = -y^2[1.202 - y^2(1.042 - 0.855y^2 + 0.343y^4)] = (Z_1^2 L_2)_{Bic} \quad (I-22)$$

$$\gamma L_1(Z_1^*) = \frac{\beta^2}{kZ_2} \left[\frac{S(E, Z_2^*)}{(Z_1+1)^2} - \frac{S(E, Z_1^*)}{Z_1^2} \right] - (\gamma(Z_1 + 1))^2 L_2 + (\gamma Z_1)^2 L_2 \quad (II-23)$$

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

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

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

1. La correction de Barkas (L_1) des ions ^{28}Si dans ^{27}Al

Dans le tableau (III-5), nous présentons les résultats de L_1 déterminés à partir des expressions (II-23) en utilisant la paire d'ions ^{28}Si , ^{31}P ($Z_1=14$, $Z_1+1=15$) et (I-21) dans la cible d' ^{27}Al . La connaissance de $L_1(^{31}P)$, $S(^{31}P)$, $S(^{28}Si)$, L_2 et γ permet le calcul de $L_1(^{28}Si)$. La figure (III-30) reproduit les valeurs de $L_1(^{28}Si)$ dans le domaine d'énergie $E/A = 4$ à 100 MeV/u. On remarque qu'un bon accord existe entre les deux relations lorsque les données sont tirées du code MSTAR et SRIM-2013 respectivement pour des énergies $E/A \geq 10$ MeV/u et $10 \text{ MeV/u} \leq E/A \leq 70 \text{ MeV}$.

E (MeV/n)	L_1 Zeigler	L_1 SRIM	L_1 MSTAR	E_r % (L_1 SRIM/ L_1 Zeigler)	E_r % (L_1 MSTAR/ L_1 Zeigler)
4	0,05943	0,05351	0,04914	9,96	17,31
5	0,05332	0,04925	0,04596	7,63	13,80
10	0,0389	0,03531	0,03591	9,22	7,70
20	0,02897	0,03089	0,02786	6,64	3,80
30	0,0245	0,02471	0,02398	0,87	2,11
50	0,01989	0,0202	0,01969	1,53	1,02
70	0,01736	0,01763	0,01717	1,56	1,08
80	0,01645	0,0111	0,01627	32,52	1,06
90	0,01568	0,00391	0,01558	75,08	0,67
100	0,01503	0,01397	0,0114	7,09	24,16

Tableau III-5 : Tableau donnant les valeurs de la correction de Barkas L_1 déterminées à partir des expressions (I-21 et II-23) pour l'ion ^{28}Si dans une cible d' ^{27}Al .

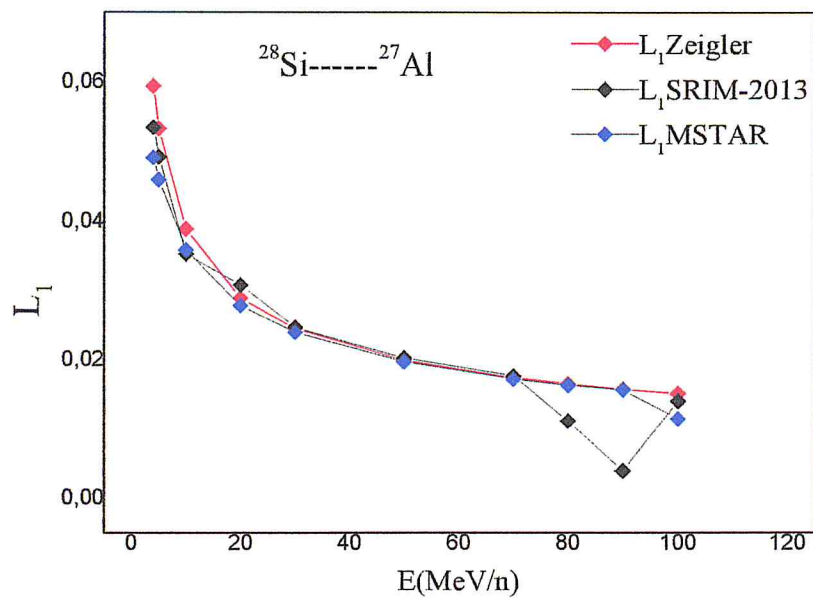


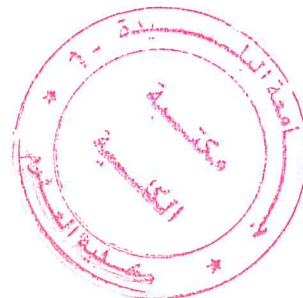
Figure (III-31) : La variation de la correction de Barkas L_1 de l'ion ^{28}Si dans la cible d' ^{27}Al .

2. La correction de Barkas (L_1) des ions ^{31}P dans ^{27}Al

Dans le tableau (III-6), nous donnons les valeurs de L_1 calculées à partir des expressions (II-23) en utilisant la paire d'ions ^{31}P , ^{32}S ($Z_1=15$, $Z_1+1=16$) et (I-21) dans la cible d' ^{27}Al . La connaissance de $L_1(^{32}\text{S})$, $S(^{32}\text{S})$, $S(^{31}\text{P})$, L_2 et γ permet de déterminer $L_1(^{31}\text{P})$. La figure (III-31) représente les résultats trouvés de $L_1(^{28}\text{Si})$ dans la gamme d'énergie $E/A = 5$ à 100 MeV/u. Un accord remarquable est observé entre les deux expressions lorsque les données sont prises à partir du code MSTAR pour des énergies $E/A \geq 10$ MeV/u alors que ce n'est pas le cas concernant le code SRIM-2013.

E (MeV/n)	L_1 Zeigler	L_1 SRIM	L_1 MSTAR	$E_r\%$ ($L_1\text{SRIM}/L_1\text{Zeigler}$)	$E_r\%$ ($L_1\text{MSTAR}/L_1\text{Zeigler}$)
5	0,05332	0,0425	0,04521	20,29	15,20
10	0,0389	0,03711	0,03598	4,62	7,52
20	0,02897	0,02339	0,02794	19,26	3,54
30	0,0245	0,02382	0,02397	2,748	2,16
50	0,01989	0,01977	0,01967	0,59	1,11
70	0,01736	0,0599	0,01721	245,10	0,83
80	0,01645	0,09892	0,01633	501,44	0,70
90	0,01568	0,1253	0,01557	698,93	0,75
100	0,01503	0,14273	0,01683	849,50	11,94

Tableau III-6 : Tableau donnant les valeurs de la correction de Barkas L_1 déterminées à partir des expressions (I-21 et II-23) pour l'ion ^{31}P dans une cible d' ^{27}Al .



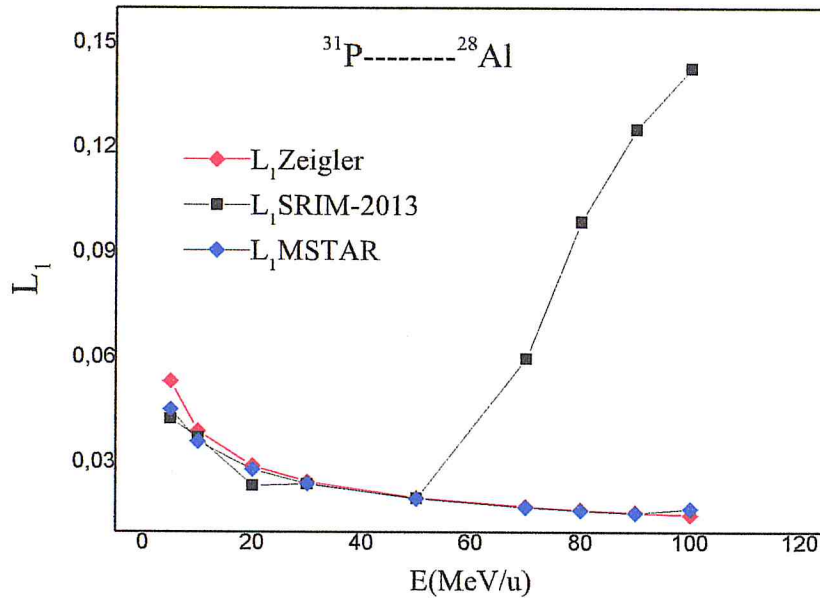


Figure (III-32) : La variation de la correction de Barkas L_1 de l'ion ^{31}P dans la cible $d^{27}\text{Al}$.

D'après les figures (III-31, III-32) et les tableaux (III-5, III-6), nous pouvons dire que les valeurs de Barkas obtenues par les expressions (I-21) et (II-23, avec les données du code MSTAR) des deux ions dans la cible $d^{27}\text{Al}$ sont en bon accord pour des énergies $E/A \geq 10$ MeV/u.

Nous avons calculé les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion ^{16}O dans la cible $d^{27}\text{Al}$ en utilisant l'expression (II-30) et nous les avons comparées avec celles trouvées par la formule de Bethe-Bloch modifiée (I-20). On remarque que les résultats obtenus à travers les deux relations coïncident parfaitement, l'écart maximum est de 0.014% (voir tableau III-7).

E (MeV/n)	$S(E)_{Bethe}$ (Mev. cm ² /mg)	$S(E)_{II-30}$ (Mev. cm ² /mg)	$E_r\%$ (S_{II-30}/S_{Bethe})
20	1,2818	1,28198	0,0140
30	0,92889	0,92895	0,0061
50	0,62082	0,62084	0,0022
70	0,47834	0,47834	0,0011
80	0,4322	0,4322	0.0009
90	0,39569	0,39569	0.0007
100	0,36616	0,36617	0.0006

Tableau (III-7) : pouvoir d'arrêt obtenus par les deux expressions (I-20 et II-30)

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans le cadre de ce travail, nous avons déterminé trois paramètres physiques caractérisant le ralentissement des particules chargées ^{16}O , ^{19}F , ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P dans les cibles d'aluminium et polypropylène pour des énergies de 1 à 100 MeV/u, à savoir : le pouvoir d'arrêt $S(E)$, la charge effective Z_1^* à l'échelle de Z_1^4 et la correction (terme) de Barkas L_1 .

Nous avons montré que le dans domaine d'énergie $20 \text{ MeV/u} \leq E/A \leq 100 \text{ MeV/u}$, la formule de Bethe-Bloch donne de meilleurs résultats que celle de Bohr. Par la suite, nous l'avons utilisé pour le calcul du pouvoir d'arrêt de l'ensemble des ions cités plus haut dans les deux cibles en utilisant la charge effective donnée dans les références [27,28]. Les valeurs obtenues ont été trouvées en très bon accord avec celles générées par codes SRIM-2013, MSTAR et CasP respectivement à des énergies E/A supérieures à 10 MeV/u et 20 MeV/u pour les ions ^{16}O , ^{19}F et ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P .

Nous avons aussi déterminé la charge effective Z_1^* à l'échelle de Z_1^4 (représenté par son paramètre γ) de ces ions dans les deux cibles à des vitesses relatives V_r , comprises entre 1.60 et 14.70. Les valeurs du paramètre de la charge effective ont été ajustées par deux fit, dont les expressions sont données par les équations (III-1 et III-2). Les résultats trouvés sont jugés assez bon comparés à ceux donnés par les références [26-28] pour tous les ions à des $V_r \geq 7.45$. A ces vitesses relatives, la charge effective est pratiquement indépendante du milieu ralentisseur (Z_2), ce qui n'est le cas pour les faibles vitesses.

Enfin, nous avons calculé la correction de Barkas L_1 des ions ^{28}Si , ^{31}P dans une cible d' ^{27}Al en utilisant les expressions de Ziegler (eq.I-21) et celle déduite de la formule de Bethe-Bloch de deux ions voisins (eq.II-23). Les valeurs de Barkas obtenues par ces deux expressions de ces deux ions dans la cible d'aluminium sont en bon accord pour des énergies $E/A \geq 10 \text{ MeV/u}$, particulièrement avec les données générées par le code MSTAR (pouvoir d'arrêt) qui sont utilisées dans l'équation (II-23).

Afin de vérifier la validité de l'expression (II-30), nous avons déterminé les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion ^{16}O dans la cible d' ^{27}Al et nous avons comparées avec celles trouvées par la formule de Bethe-Bloch modifiée (I-20). On remarque que les résultats obtenus à travers les deux relations coïncident parfaitement, l'écart maximum est de 0.014%.

Références

- [1] : N. Bohr, Philos. Mag. 25, 10 (1913).
- [2]: N. Bohr, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd. 18, (8) (1948) 1.
- [3]: H. A. Bethe, Ann. Physik 5 (1930) 325.
- [4]: F. Bloch, Ann. Phys. 16, 285 (1933).
- [5]: J. Lindhard, M. Scharff and Schiott, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selesk, **33** N° 14(1963).
- [6]: P. Sigmund, A. Schinner, Nucl. Instr. and Meth. B 195, 64 (2002).
- [7]: [P.L. Grande and G. Schiwietz](#), "Impact-Parameter Dependence of the Electronic Energy Loss of Fast Ions", Phys.Rev. **A58**, 3796 (1998).
- [8]: [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).
- [9]: [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).
- [10]: P. Sigmund, Communication privée.
- [11]: ICRU Report 73, Stopping of Ions Heavier Than Helium, International Commission on Radiation Units and Measurements, J. ICRU 5, 1 (2005).
- [12]: Grande, P.L. and Schiwietz, G., program CasP, version 4.1 (2008), downloaded from <http://www.hmi.de/people/schiwietz/casp.html>.
- [13]: Grande, P.L., Schiwietz, G., program CasP, version 5.2 (2013), downloaded from <http://www.hmi.de/people/schiwietz/casp.html>
- [14]: Stopping-and-Range part of SRIM 2008, version 2008.03 (2008). SRIM 2008 available from <http://www.srim.org>.
- [15]: 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>.
- [16]: Paul, H. and Schinner, A., program MSTAR, version 3.12 (2004), <http://www.exphys.jku.at/stopping/>.
- [17]: Berger, M.J., Coursey, J.S., Zucker, M.A., Chang, J., 2005. ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions. Available from: <http://physics.nist.gov/StarS>.
- [18]: J. Raisanen, U. Watjen, A. J. M. Plompen and F. Munnik, Nucl. Instr. and Meth. B 118, (1996) 1-6.

- [19]: E. Rauhala and J. Raisanen, Nucl. Instr. and Meth. B 24/25, (1987) 362-365.
- [20]: J. Raisanen, W. H. Trzaska, T. Alanko, V. Lyapin and L. E. Porter, J. Appl. Phys. 94 (2003) 2080.
- [21]: S. Damache, S. Ouichaoui, A. Belhout, A. Medouni and I. Toumert, Nucl. Instr. and Meth. B 225, (2004) 449.
- [22]: Leblanc L., Ross G. G. and Wallace W. E, Nucl. Instr. and Meth. B95, (1995) 457.
- [23]: L.E. Porter, W. H. Trzaska, J. Raisanen and V. Lyapin, J. Phys. Condens. Matter 16(2004) 7663.
- [24]: J. F. Ziegler, Journal of Applied Physics 85, 3 (1999).
- [25]: H. Bichsel, Phys. Rev. A 41, 3642 (1990).
- [26]: W. Brandt and M. Kitagawa, Phys. Rev. B25 (1982) 5631.
- [27]: M. Chekirine, H. Ammi, R.K. Choudhury, D.C. Biswas and S. Tobbeche. Nucl. Instr and Meths. B 269, (2011) 3046.
- [28]: J.M. Antony and W. A. Landford, Phys. rev. A25 (1982) 1868.
- [29]: W. H. Bragg. and R. Kleeman, Philos. Mag. 10 (1905) 318.
- [30]: J. Lindhard, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selesk, 28 N° 8 (1954).
- [31]: W. Möller, Handbook of Fundamentals of Ion-Surface Interaction, 2001/2002.
- [32]: S. Mammeri, Thèse de doctorat, USTHB-Alger, 2010.
- [33]: E. Rutherford, E. Phil. Mag. 21, 669, (1911).
- [34]: M. Born, Z. Phys., 38 (1926) 803.
- [35]: 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.
- [36]: J.F ; Ziegeler, 'Handbook of Stopping Cross Section for Energetic Ions in all Elements ', Pergaman Press, New York (1980); U. Littmark and J.F ; Ziegeler, 'Handbook of range Distributions for Energetic Ions in all Elements', Pergaman Press, New York (1980).
- [37]: S. P. Ahlen, Rev. Mod. Phys. **52.1** (1980)121.
- [38]: A. Abramowitz and I.A. Stegun (Eds.). Handbook of Mathematical Functions. National Bureau of Standards. Washington, DC, 1964, p. 259.
- [39]: U. Fano. Phys. Rev. 72, 26 (1947).
- [40]: H. Bichsel, Phys. Rev. A 28 (1983) 1147.
- [41]: H. Bichsel, Phys.Rev. A 46 (1992) 5761.
- [42] H. Bichsel, American Institute Physics Handbook (Mc Graw-Hill, New York, 1972), pp, 8-142.
- [43]: J. Lindhard and A. Winther, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selesk, 34 N° 4 (1964).

- [44]: E. Fermi, Phys. Rev. 57, 485 (1940).
- [45]: R.M. Sternheimer, S.M. Seltzer, and M.J. Berger, Phys. Rev. B26, 6067 (1982).
- [46]: U. Fano, Phys. Rev. 102, 385 (1956).
- [47]: W.H. Barkas, W. Birnbaum and F. M. Smith, Phys. Rev. 101, 778 (1956).
- [48]: H. H. Andersen, J. F. Bak, H. Knudsen, P. Moller-Petersen and B. R. Nielsen, Nucl. Instr. and Meth. 140, 357 (1977); H. H. Andersen, J. F. Bak, H. Knudsen and B. R. Nielsen, Phys. Rev. 28. A 16, 1929 (1977); H. H. Andersen, Phys. Scr. 28, 268 (1983). (1998) 109-113.
- [49]: W. H. Bragg. and R. Kleeman, Philos. Mag. 10 (1905) 318.
- [50]: U. Fano, Annu. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963)13.
- [51]: W.H. Barkas and M.J. Berger in: Studies in Penetration of Charged Particles in Matter. National Academy of Sciences- National Research Council Publication No. 1133, NAS-NRC. Washington. DC. 1967.
- [52]: L.C. Northcliffe, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963) 67.
- [53]: J.F. Ziegler, J.P. Biersack and U. Littmark. The Stopping and Range of Ions in Solids, vol. 1 (Pergamon Press, NewYork, 1984).
- [54]: N. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk 18, No. 8 (1948); N. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk 24, No. 19 (1948).
- [55]: H. Paul, "Stopping power for light ions" www.exphys.uni-linz.ac.at/stopping.
- [56]: M. Abdesselam, Thèse de doctorat d'Etat, USTHB-Alger, 1994.
- [57]: J.F; Ziegler, 'Handbook of Stopping Cross Section for Energetic Ions in all Elements', Pergaman Press, New York (1980); U. Littmark and J.F; Ziegler, 'Handbook of range Disributions for Energetic Ions in all Elements', Pergaman Press, New York (1980).
- [58]: H. Dehbi and M. Bakalem, Mémoire de master (Pouvoir d'arrêt des ions ^1H , ^4He et ^7Li dans les cibles d' ^{27}Al et d' ^{197}Au pour des vitesses $V > 2Z_1V_0$),USDB-Blida1,2017
- [59]: ICRU report 49, Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles, International Commission on Radiation Units and Measurements, (1993).

