

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE



MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR

ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE «Abbès LAGHROUR» DE KHENCHELA

FACULTE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE



Département Sciences de la matière

N° de série :.....

Mémoire de fin d'études

Pour l'obtention du diplôme de Master (L.M.D)

Spécialité : Physique

Option : Physique des Matériaux

Les interactions des particules chargées avec la matière

Réalisé par :

Laiche Siham

Tebib Sara

Membres de jury :

Président Dr.

Examinatrice Dr.

Dirigé par : Dr.

Zouioueche Mohamed

Année universitaire : 2019/2020

Dédicace1 :

Au nom de Dieu clément et le miséricordieux louange à Allah le tout

Je dédie ce modeste travail en signe de respect, reconnaissance et le remerciement

- à mes chers parents
- à ma chers et seule sœur Halima
- à mes chers frères Zouhir, Mohamed, Zakaria, Khaled
- à l'âme pure de mon grand père Bachir
- à ma grand-mère, que Dieu la protège et prenne soin d'elle
- à tout ma famille
- à toutes mes chères amies.

Dédicace2 :

- Âmes chères : ma mère **Fatma** pour tout l'amour, le courage
Et la confiance qu'ils m'ont donnée.
- Âmes sœurs Chaima et Hadjer pour leurs soutien et leurs motivation
Qui m'a poussé de finir ce travail.
- Mes chères tantes Houda et Noura, les plus belles du monde qui m'ont donnée l'envie
d'apprendre.
- Mes amis : Awatif ,Abir ,karima qui m'ont vraiment aidées et Tous ceux qui m'ont
chaleureuse ment encouragée à arriver à cette point aujourd'hui.

Remerciements :

Au terme de cette modeste étude, nous remercions en tout premier lieu le bon Dieu, tout puissant, et nous avoir donné la force pour survivre, ainsi que l'audace pour dépasser toutes les difficultés.

Nous tenons à exprimer notre profonde à notre encadreur Zouioueche Mohamed nous le remercions pour son aide et sa disponibilité et l'attention qu'il a portée à réalisation de ce mémoire.

Nous remercions le président du jury ainsi que tous les membres du jury qui sont accepté d'évaluer ce mémoire.

Nous remercions également tous les enseignants qui on contribué à notre formation.

Egalement, un grand merci pour mes parents pour leur soutien et leurs conseils qui m'ont beaucoup aidé à surmonter mes épreuves.

Je tiens aussi à remercier mes chers frères et toute ma famille.

Je tiens à remercier profondément tous ceux qui m'ont aidé, orienté et encouragé de prés ou de loin.

Table des Matières

Table des Matières :

Introduction générale	1
-----------------------------	---

Chapitre I: Notions et principes fondamentaux

I.1 Introduction.....	3
I.2 La méthode de Monte Carlo (MC)	3
I.3 Quelques propriétés des cibles choisies.....	3
I.3.1 Propriétés structurales de composés semi-conducteurs Germanium (Ge)	3
-Structure de bande d'énergie.....	4
I.3.2 Propriétés structurales de composés semi-conducteurs le phosphore d'indium (InP)...	5
-Structure de bande d'énergie.....	5
I.4 Les Différents rayonnements ionisants.....	6
I.4.1 Directement ionisants.....	6
I.4.2 Indirectement ionisants.....	6
I.5 Interactions des particules chargées avec la matière.....	7
I.5.1 Interaction électron –matière.....	8
I.5.1.1 Diffusion élastique.....	8
I.5.1.2 Diffusion inélastique	8
- Le processus d'ionisation et excitation.....	8
-Rayonnement de freinage (Bremsstrahlung).....	10
I.5.2 Interaction ion –matière.....	11
I.5.2.1 Collision avec les électrons.....	11
I.5.2.2 Collision élastique avec les noyaux.....	12
I.5.2.3 Collision inélastique avec les noyaux	12
I.6 Caractéristiques de l'interaction.....	12
I.6.1 Pouvoir d'arrêt	12
I.6.2 Pouvoir d'arrêt par collision.....	12
I.6.3 Pouvoir d'arrêt par freinage	13
I.6.4 Transfert d'énergie linéaire(TEL).....	13
I.6.5 Densité linéique d'ionisation(DLI).....	14

I.6.6 Le parcours	15
I.7 Particules chargées légères : électrons (négatons et positons).....	15
I.7.1 Collision radiative, $b \ll a$	15
I.7.2 Collision dure (hard collision), $a \approx b$	15
I.7.3 Collision molle (soft collision), $b \gg a$	15
I.8 Interactions des particules chargées lourdes avec la matière	16
I.8.1 Les particules alpha (α).....	16
I.9 La perte d'énergie.....	17
I.10 Perte d'énergie par collisions élastiques: pouvoir d'arrêt nucléaire.....	17
I.11 Perte d'énergie par collisions inélastique: pouvoir d'arrêt électronique.....	17
I.12 Le pouvoir d'arrêt global.....	18
I.13 La distribution de la perte d'énergie des particules chargées	18
I.14 Distribution des ions en profondeur de la cible	19
I.15 Volume d'interaction	22
I.15.1 Pénétration en profondeur.....	22
I.15.2 Pénétration en largeur.....	23
I.16 Volumes de générations.....	23
I.16.1 La génération des rayons X en profondeur	24
I.16.2 La génération des rayons X en largeur	25
I.17 Conclusion.....	26

Chapitre II: simulation de l'interaction ion-Matière par code

SRIM

II. 1. Introduction.....	27
II.2. présentation de notre travail (condition de simulation).....	27
II .3. Présentation du logiciel SRIM	27
II .4. Simulation de la distribution d'ions He^{++} et Kr^+ dans Ge.....	33
II .5. Etude du pouvoir d'arrêt d'ion krypton dans la cible Ge.....	36
II .6 Influence de l'énergie des ions sur les paramètres de distribution.....	38
II.7. Modification du matériau.....	39
-Cascade de collision	39
II.8.La Perte d'énergie par ionisation	40
II.9. La Perte d'énergie par phonon.....	43

II.10. Production des lacunes.....	45
II .11.Etude du pouvoir d'arrêt d'ion krypton dans la cible In-P.....	47
II .12.Influence de l'énergie des ions Kr ⁺ sur les paramètres de distribution	48
II .13. Simulation de la distribution d'ions He ⁺⁺ et Kr ⁺ dans In-P.....	49
II.14. La Perte d'énergie par ionisation.....	50
II.15.La Perte d'énergie par phonon.....	53
II.16. Production des lacunes.....	53
-Comparaisons entre les deux cibles (Ge et In-P).....	54
II.17.Conclusion	55
Chapitre III : simulation de l'interaction Electrons-Matière par code CASINO	
III.1 Introduction	56
III.2 Présentation du logiciel Casino.....	56
III.3 Comment créer une simulation par 'CASINO'.....	56
III.4 Condition de simulation.....	63
III.5 Résultats de simulation et discussions	64
III.5.1 La distribution des électrons dans les cible Ge et InP.....	68
III.5.2 La distribution des électrons rétrodiffusés	68
III.5.3 Phénomène de Cathodoluminescence (CL).....	70
III.5.4 Production de RX par les électrons sur la surface de l'échantillon.....	73
-Analyse et discussion.....	75
III.6 Conclusion.....	76
Conclusion générale.....	80
Résumé.....	82

listes des figures :

Les figures de chapitre I :

Figure I.1 : la structure cristalline du Germanium.....	4
Figure I.2 : Structure des bandes d'énergie.....	4
Figure I.3 : la structure cristalline de l'InP.....	5
Figure I.4 : Structure des bandes d'énergie de l'InP.....	6
Figure I.5 : les différents types de rayonnement.....	7
Figure I.6 : Phénomène d'ionisation.....	9
Figure I.7 : Phénomène d'excitation.....	9
Figure I.8 : Phénomène de Bremsstrahlung	11
Figure I.9 : Parcours et portée d'un faisceau d'électron.....	14
Figure I.10 : les différentes collisions des particules chargées légères (électron/positons) avec la matière.....	16
Figure I.11: comparaison des interactions des électrons et des particules alpha dans la matière.....	16
Figure I.12 : La distribution de la perte d'énergie.....	19
Figure I.13 : distribution des ions en profondeur de la cible. (a) échelle linéaire ; (b) échelle logarithmique.....	20
Figure I.14 : Un graphique montrant les deux paramètres γ et β pour la distribution de gaussien.....	22
Figure I.15 : volume d'interaction crée par le faisceau d'électrons primaire.....	24
Figure I.16 : les différentes façons pour calculer la génération des rayons X en profondeur et en largeur à partir d'un volume d'interaction.....	26

Les figures de chapitre II :

Figure II.1 : tableau de bord du code TRIM et SRIM.....	29
Figure II.2 : Interface du programme TRIM.....	30
Figure II.3 : interface des données TRIM pour le bombardement ionique et les résultats de la simulation.....	31
Figure II.4 : (a) le profil de distribution d'un ion d'He ⁺⁺ (15 KeV) dans la cible Ge (500A ⁰)	
Figure II.5 : (b) le profil de distribution d'un ions de Kr ⁺ (15 KeV) dans la cible Ge (500A ⁰).....	33

Figure (II.6 ; II.7) : le profil de redistribution des ions en profondeur de la cible de germanium.....	35
Figure II .8: Interface du programme Ion Stopping and Range Tables.....	36
Figure II.9 : Simulation des pouvoirs d'arrêt nucléaire et électronique des ions Kr+, dans la cible Ge, en fonction de l'énergie incidente des ions.....	37
Figure II.10 : Influence de l'énergie d'accélération des ions primaires sur le parcours projeté R_p (a), la déviation standard ΔR_p (b) et la déviation standard latérale ΔR_{\perp} (c).....	39
Figure II.11 : Cascade de déplacements induite par l'ion projectile.....	40
Figure II.12: Perte d'énergie par ionisation pour les ions projectiles He^{++}	41
Figure II.13 : Perte d'énergie par ionisation pour les ions projectiles Kr+.....	42
Figure II.14 : Création de phonons [(a) pour He^{++} ;(b) pour Kr+]	44
Figure II.15 : Evolution de l'énergie transférée aux atomes de reculs en fonction de la profondeur de la cible Ge.....	45
Figure II.16 : distribution des lacunes dans la cible Ge qui créent par He^{++} (a) ; Kr+(b)...	46
Figure II.17: Simulation des pouvoirs d'arrêt (nucléaire et électronique) des ions Kr+ dans une cible de In-P.....	48
Figure II.18 : la variation des paramètres de distribution en fonction de l'énergie incidence des ions.....	49
Figure II.19 : la distribution de 9999 ions incidents de 9999 ions incidents d' He^{++} (A) et Kr+ (B) dans la cible In-P par le logiciel SRIM 2013.....	50
Figure II.20 : Perte d'énergie par ionisation pour les ions projectiles Kr+.....	51
La figure II.21 : Perte d'énergie par ionisation pour les ions projectiles He^{++}	52
Figure II.22 : la perte d'énergie par phonon des ions Kr+(a) et He^{++} (b) dans la cible In-P..	53
Figure II.23 : distribution des lacunes dans la cible In-P qui créent par He^{++} (b) ; Kr+(a)..	54
<u>Les figures de chapitre III :</u>	
Figure III.1 : la boîte de dialogue "Edite layer " de CASINO.....	57
Figure III.2 : la boîte COMPOSITION EDIT BOX.....	58
Figure III.3 : la boîte "Microscope and Simulation".....	59
Figure III.4 : la boîte de dialogue «Distributions».....	60
Figure III.5 : la boîte de dialogue «options».....	61
Figure III.6 : la boîte de "Choosing Physical Models".....	62
Figure III.7 : l'fin de simulation des trajectoires des électrons.....	63

Figure III.8 : Trajectoire des électrons d'énergie 15KeV dans la cible Ge avec les données du tableau sur le calcul numérique exécuté par logiciel CASINO.....	64
Figure III.9 : Trajectoire des électrons d'énergie 15KeV dans la cible InP avec les données du tableau sur le calcul numérique exécuté par logiciel CASINO.....	64
Figure III.10 : Distribution normalisée des électrons dans la cible Ge en fonction de la profondeur.....	66
Figure III.11 : Distribution normalisée des électrons dans la cible InP en fonction de la profondeur.....	66
Figure III.12 : Répartition des électrons dans la poire d'interaction électrons-matière Pour Ge.....	67
Figure III.13 : Répartition des électrons dans la poire d'interaction électrons-matière Pour InP.....	68
Figure III.14 : Distribution normalisée des électrons rétrodiffusés dans la cible Ge en fonction de la profondeur.....	69
Figure III.15 : Distribution normalisée des électrons rétrodiffusés dans la cible InP en fonction de la profondeur.....	69
Figure III.16 : Variation du coefficient de rétrodiffusion en fonction du numéro atomique Z.....	70
Figure III.17 : les phénomènes de Cathodoluminescence.....	71
Figure III.18 : les variations de l'intensité CL (%) émis par Ge en fonction de la profondeur.....	72
Figure III.19 : les variations de l'intensité CL (%) émis par InP en fonction de la profondeur	
Figure III 20 : les phénomènes lie a l'émission des rayon X.....	73
Figure III.21 : variation des intensités RX émis par l'atome de Germanium Ge.....	74
Figure III.22 : variation des intensités RX émis par l'atome d'indium In.....	74
Figure III.23 : variation des intensités RX émis par l'atome de Phosphure P.....	75

listes des tableaux :

Les tableaux de chapitre II :

Tableau II.1 : paramètre d'entrée et de sortie de TRIM.....	32
Table II.2 : Perte d'énergie en pourcentage d'ion He ⁺⁺ dans la cible de Ge.....	40
Table II.3 : Perte d'énergie en pourcentage d'ion Kr ⁺ dans la cible de Ge.....	41
Table II.4 : Production des lacunes pour chaque ion dans la cible Ge.....	43
Table II.5 : Perte d'énergie en pourcentage d'ion Kr ⁺ dans la cible d'In-P.....	46
Table II.6 : Perte d'énergie en pourcentage d'ion He ⁺⁺ dans la cible d'In-P.....	51
Table II.7 : Production des lacunes pour chaque ion dans la cible In-P.....	52
Tableau II.8: les paramètres de distribution dans Ge et In-P.....	54
Tableau II.9 : Comparaisons entre les deux cibles (Ge et In-P)	55

Introduction générale :

L'étude des interactions des ions avec la matière (les processus fondamentaux de l'interaction, la relaxation de l'énergie déposée dans les matériaux et les modifications induites dans ces matériaux) fait encore l'objet de recherches très intenses. Des techniques expérimentales utilisant le bombardement ionique ainsi que des logiciels de simulation ont été conçus et développés pour étudier et comprendre la physique de base des processus se produisant lors de l'interaction des ions avec la surface cible. Ces techniques ont des applications potentielles dans l'étude de l'évolution de la rugosité de surface, le dépôt de couches minces par la technique de pulvérisation cathodique ou alors l'étude des émissions optiques des produits de pulvérisation des métaux. . .

Dans ce travail, nous nous intéressons à certains phénomènes se produisant lors de l'impact d'un ion avec une cible solide tel que l'évaluation de la perte d'énergie des ions dans la matière, la distribution de ces ions après qu'ils soient arrêtés par la cible, l'éjection de la matière et les dommages créés lors de la pénétration des ions projectiles à l'intérieur de la cible

Pour simuler ces phénomènes, nous avons utilisé le logiciel SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) qui est basé sur des données expérimentales précises. Les simulations sont réalisées par la méthode de Monte Carlo.

Notre travail consiste à étudier la méthode de Monte Carlo en vue de simuler les trajectoires des particules (électrons, ions) dans la matière. Les cibles choisies sont des semi-conducteurs tels que le Ge et In-P très utilisés en énergie solaire photovoltaïque, en l'électronique et en optoélectronique

Les techniques de Monte Carlo sont couramment utilisées en physique des particules, où des simulations probabilistes permettent d'estimer la forme d'un signal ou la sensibilité d'un détecteur. La comparaison des données mesurées à ces simulations peut permettre de mettre en évidence des caractéristiques semblables à celle des caractéristique réalisées par des systèmes de mesure expérimentaux.

Pour mener à bien notre travail, nous avons structuré ce mémoire comme suit :

Dans un premier chapitre nous donnerons un rappel sur la théorie sur la méthode de Monte Carlo concernant l'interaction de la matière avec les particules chargées et en particulier avec les électrons et les ions. Les formules fondamentales relatives aux deux interactions électrons-matière et ions-matière seront rappelées.

Dans un deuxième chapitre on utilise le logiciel TRIM et SRIM permettant de simuler les interactions ions-matière. Les différents phénomènes comme les défauts Frenkel, les vacances créés par les faisceaux d'ions, les distances parcourues par les ions dans leurs trajectoires, les phonons ; la perte d'énergie des ions seront traités. On s'intéressera à leurs courbes de variation avec l'énergie cinétique des ions incidents sur la surface de différents composants semi-conducteurs de notre choix comme le Ge et In-P.

Le troisième chapitre sera consacré au logiciel CASINO qui en plus de la description de son emploi, nous enregistrons les différentes courbes de rayons X émises par la matière lors de son interaction avec le faisceau des électrons incidents. On s'intéresse aux variations des intensités des rayons X avec l'énergie du faisceau des électrons incidents sur la surface des matériaux étudiés tels que Ge ; In-P.

Chapitre I :
Notions et principes fondamentaux

I.1 INTRODUCTION :

D'une manière générale, on peut définir un rayonnement ou radiation comme un mode de propagation de l'énergie dans l'espace, sous forme d'ondes électromagnétiques ou de particules. Les rayonnements ne peuvent être détectés et caractérisés que grâce à leurs interactions avec la matière dans laquelle ils se propagent. Ils peuvent céder au milieu qu'ils traversent, la totalité ou une partie de leur énergie au cours de ces interactions.

I.2 La méthode de Monte Carlo (MC) :

Le mode usuel pour la résolution d'un problème consiste à trouver un algorithme (une succession d'opérations) qui permet de trouver la valeur exacte ou avec une précision donnée pour un certain problème posé [1]. Néanmoins, il existe des cas où la construction des algorithmes s'avère très compliquée voire même impossible. On a alors recours, souvent, à la simulation du principe mathématique ou physique du problème et on applique les lois des grands nombres de la théorie des probabilités, et des estimations de la grandeur cherchée s'obtiennent, par traitement statistique des données fournies par les résultats de certaines expériences aléatoires multiples [2,3]. Les modes de résolution des problèmes faisant appel aux variables aléatoires sont connus sous le nom de méthode de Monte Carlo MC [4]. Les méthodes de MC font parties des mathématiques expérimentales qui s'intéressent aux expériences sur les nombres aléatoires. Elles ont trouvées, depuis quelques décennies, une vaste utilisation dans le domaine de la recherche opérationnelle, de la physique nucléaire et dans de nombreux autres domaines de la science, y compris la chimie, la biologie et la médecine [5].

I.3 Quelques propriétés des cibles choisies :

I.3.1 Propriétés structurales de composés semi-conducteurs Germanium (Ge) :

Le germanium est un matériau semi – conducteur de colonne IV du tableau périodique. Son réseau cristallographique est celui du diamant. Il est constitué de deux réseaux cubiques à faces centrées. Imbriqués et décalés l'un quart de la diagonale principale (Figure I.1). Bien que le germanium soit un matériau monoatomique. La cellule élémentaire de son réseau contient deux atomes, un en position (0, 0,0) et l'autre en position (1/4,1/4,1/4).

Chaque atome a une coordination tétraédrique et établit des liaisons covalentes avec chacun de ses quatre voisins. Le germanium a une température de fusion ($T_F = 937^\circ\text{C}$) plus basse que celle du silicium.

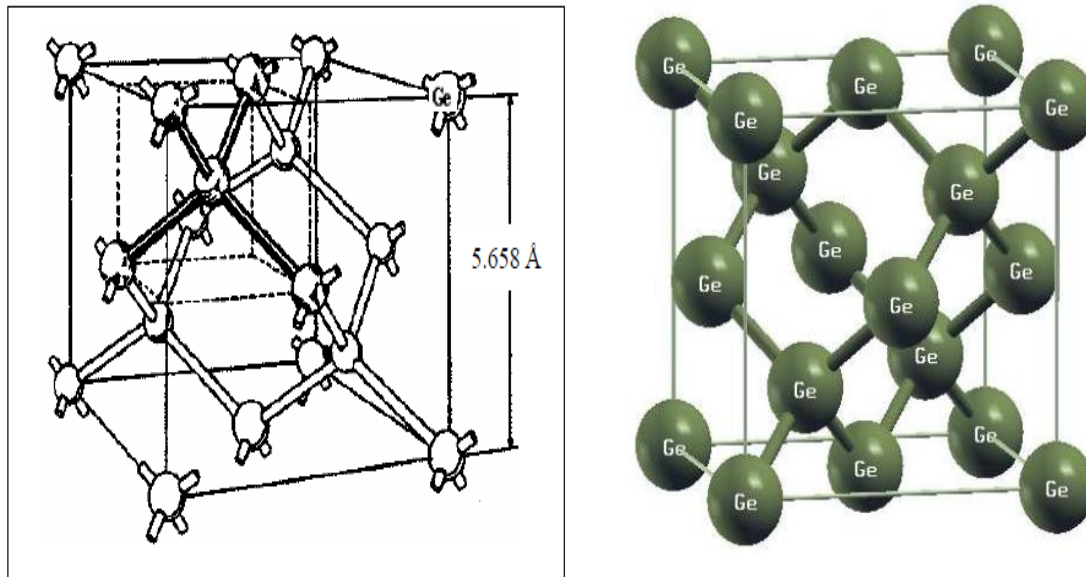


Figure I.1 : la structure cristalline du Germanium [6].

➤ **Structure de bande d'énergie :**

La structure de bandes d'énergies est de type multi- vallée de bande interdite indirecte (Figure I.2) [7]. La bande de conduction possède deux minima dans l'orientation (111) et les orientations équivalentes. Ils sont localisés à l'extrémité de la zone de Brillouin au point L.

Les surfaces d'énergie constante sont des ellipsoïdes autour de chacun des axes (111) et les équivalents. Mais dans la mesure où les minima sont situés au point Γ et équivalente, la première zone de Brillouin ne compte que huit demi-ellipsoïdes. Le germanium est donc un semi-conducteur à quatre vallées. Le gap d'énergie, E_g de ce semi-conducteur est 0.665 eV à température ambiante.

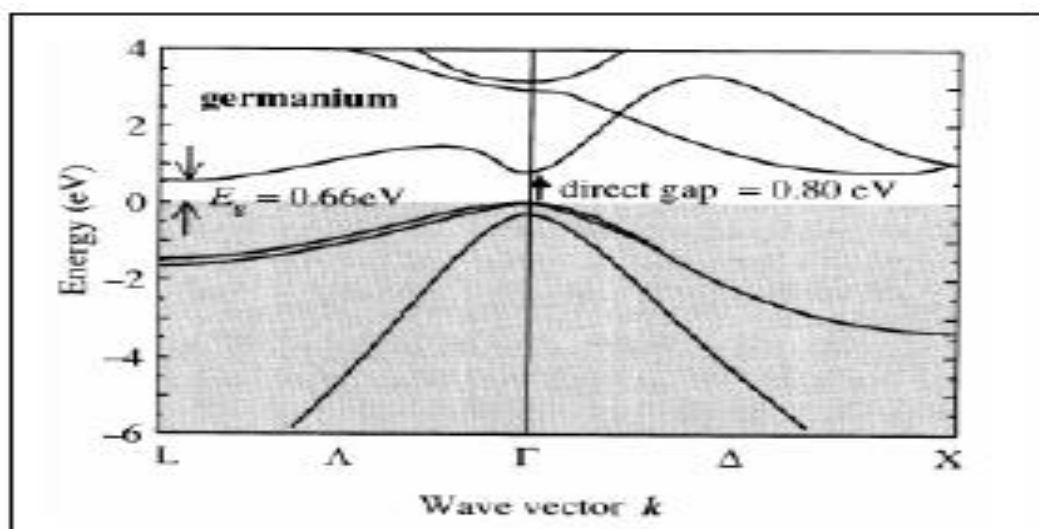


Figure I.2 : Structure des bandes d'énergie du Ge [7]

I.3.2 Propriétés structurales de composés semi-conducteurs le phosphore d'indium

(InP):

InP est un semi-conducteur binaire constitué de l'indium et de phosphore. Il possède une structure cubique à faces centrées (CFC), de chacun des deux composants imbriquées et décalées d'un vecteur $(1/4 ; 1/4 ; 1/4)$, autrement dit, une maille CFC de l'un des constituants dont quatre des huit sites tétraédriques sont occupés par l'autre constituant. Il possède donc une géométrie tétraédrique ou chaque ion d'indium est lié à quatre ions phosphore.

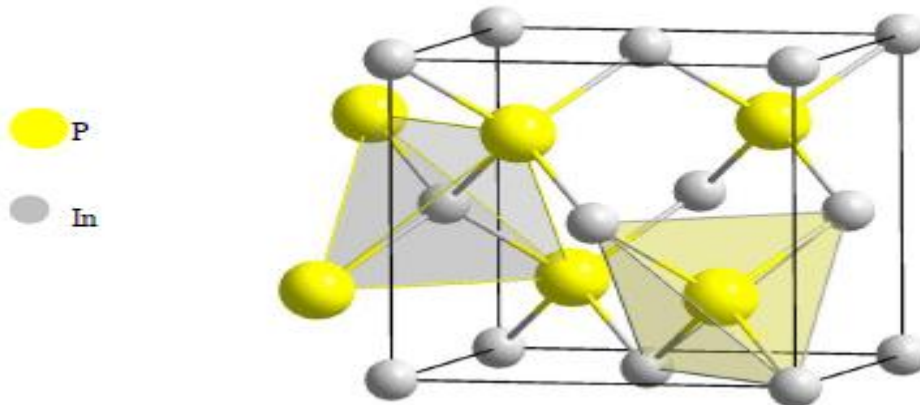


Figure I.3 : la structure cristalline de l'InP

➤ Structure de bande d'énergie :

La structure de bande d'un corps solide est déterminée par la dépendance fonctionnelle de l'énergie par rapport au vecteur d'onde dans les différentes zones de Brillouin. Le Phosphore d'Indium est un semi-conducteur à gap direct, sa structure de bande est assez complexe, nous nous intéressons aux bandes de conduction et de valence qui interviennent dans les propriétés de transport du matériau (figure I.4).

La bande de conduction de l'InP présente un minimum principal de symétrie Γ au centre de la zone de Brillouin en $K = 0$, en plus du minimum principal, la bande de conduction présente des minima secondaires dans les directions $\langle 100 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$ correspondant respectivement aux vallées X et L.

La bande de valence comporte deux sous bandes qui se rejoignent en $K = 0$ et une troisième située à une distance égale à la valeur de l'énergie de couplage spin-orbite. Au voisinage du centre de la zone de Brillouin, les deux sous-bandes de valence peuvent être assimilées à deux paraboles de trous dépendent de l'énergie des porteurs.

La largeur de la bande interdite non permise aux porteurs $E_g = 1.35$ eV à $300K^\circ$, cette valeur varie avec la température où la largeur du gap diminue quand la température augmente ; à $T=0^0$ K, $E_g=1.42$ eV [8]

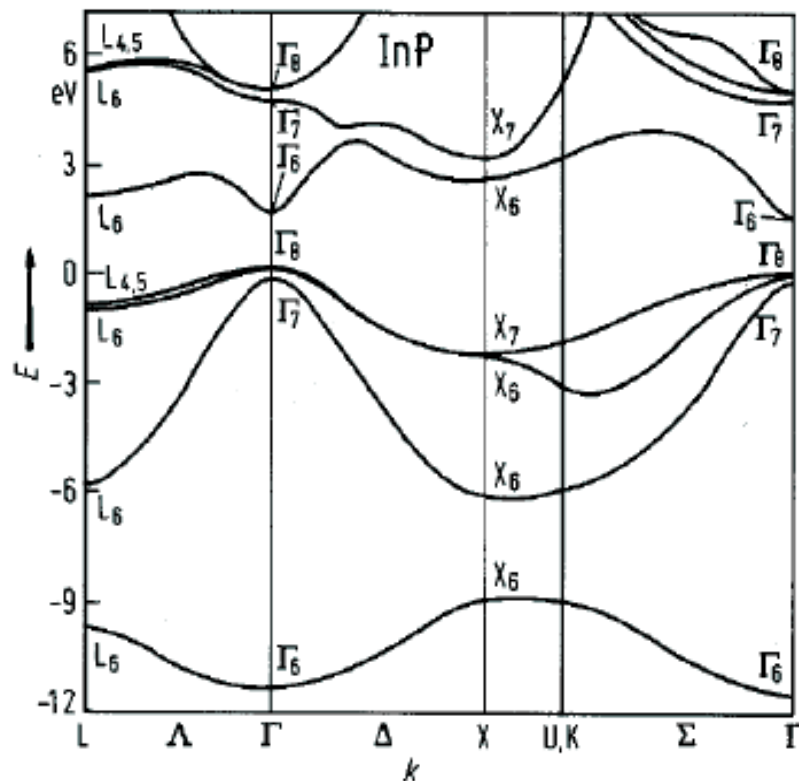


Figure I.4 : Structure des bandes d'énergie de l'InP [9]

I.4 LES DIFFERENTS RAYONNEMENTS IONISANTS:

I.4.1 Directement ionisants :

Ils comprennent les particules chargées légères (les électrons), et les particules chargées lourdes (les protons, les particules α , et les ions lourdes) qui déposent l'énergie au milieu par une seule étape, par le processus d'interaction coulombienne entre la particule incidente et les électrons orbitales [10].

Une particule chargée pénétrante dans un milieu, interagit par la force coulombienne, avec les noyaux ou les électrons orbitaux des atomes cibles. Quelque soit le mécanisme d'interaction entre les particules chargées et la matière, il y a transfert progressif d'énergie et ralentissement des particules incidente [11].

I.4.2 Indirectement ionisants :

Ils comprennent les neutrons et les rayonnements électromagnétiques (photons X, et γ) qui déposent l'énergie au milieu par deux étapes [10]:

- Au premier temps une particule chargée est libérée dans le milieu absorbant (le photon libère un électron ou une paire électron/positon, et le neutron libère un proton ou un noyau de recul).
- Dans la deuxième étape les particules libérées déposent l'énergie au milieu absorbant par des interactions coulombiennes avec les électrons orbitales des atomes

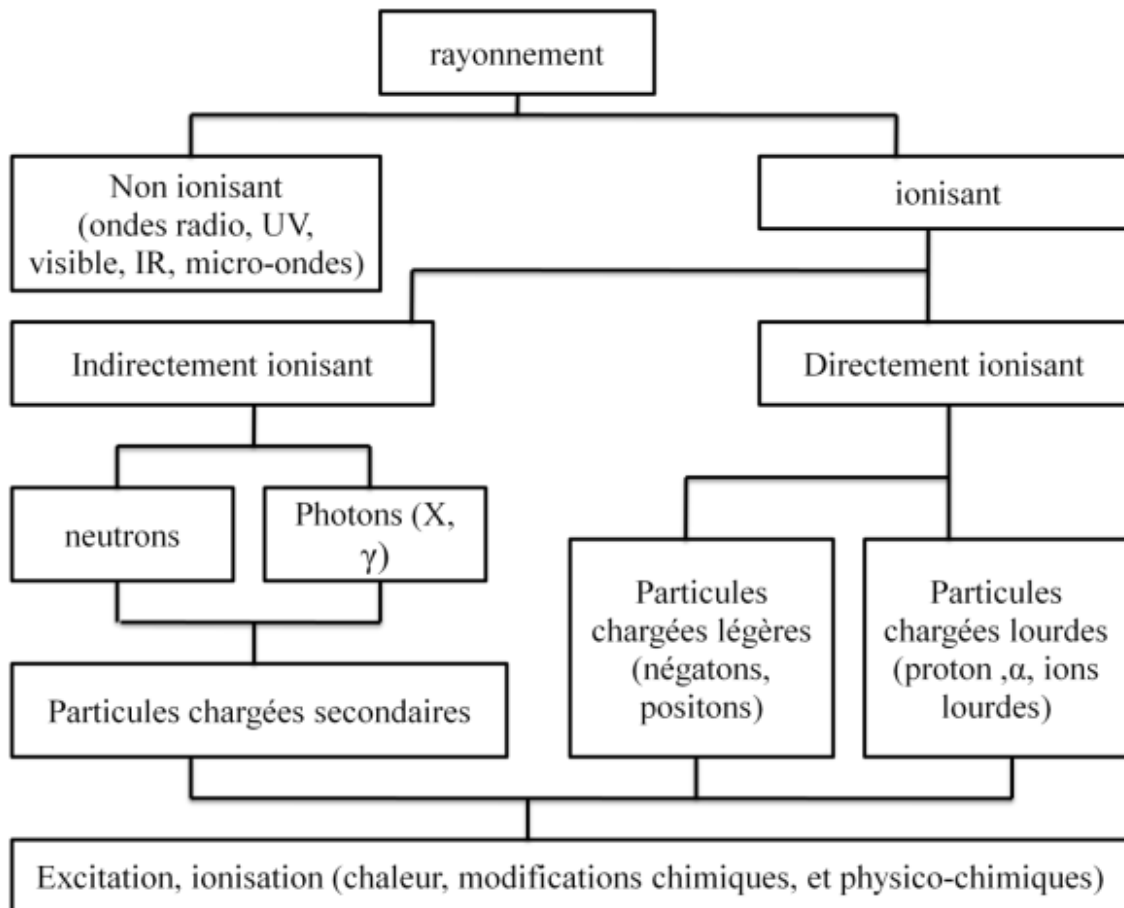


Figure I.5 : les différents types de rayonnement.

I.5 Interactions des particules chargées avec la matière :

Une particule chargée passant au voisinage d'un atome peut interagir avec l'un des électrons ou avec le noyau de l'atome ; Le transfert d'énergie s'accompagne d'une perte d'énergie cinétique ΔE pour la particule incidente.

Cette énergie se retrouve sous la forme d'un éventuel changement d'état de l'atome (par exemple, ionisation, excitation ...) et de l'émission éventuelle de rayonnements électromagnétiques, assurant un bilan énergétique équilibré. Elles mettent en jeu des particules légères (e^- , e^+) ou lourdes (protons, particules α ++).

I.5.1 Interaction électron –matière :

Les électrons sont des particules légères porteuses d'une charge électrique élémentaire, négative pour les « négatons » et positive pour les « positons ». Les électrons en mouvement dans un milieu matériel perdent leur énergie cinétique au cours d'interactions avec les atomes du milieu traversé ; ils peuvent agir soit avec les électrons des atomes constituant le milieu, soit avec leur noyau.

Dans le cas d'une interaction « électron-électron », on parlera de collision. Il en existe deux types : l'ionisation et l'excitation; dans le cas d'une interaction « électron-noyau », on parlera de « freinage ou autre mot dit bremsstrahlung ».

I.5.1.1 Diffusion élastique :

Elle est dominante pour des énergies très faibles. Au cours d'une interaction élastique, l'électron projectile subit une diffusion coulombienne par le potentiel électrique de l'atome cible à grande distance de cet atome et est dévié de sa trajectoire initiale sans perte d'énergie. Il n'y a pas de modification de l'énergie interne de l'atome et l'énergie de l'électron après déviation (diffusion) est proche de celle avant l'interaction.

I.5.1.2 Diffusion inélastique :

Elle est dominante pour les électrons énergétiques ou nous distinguons deux processus :

- **Le processus d'ionisation et excitation :**

Il s'agit d'une collision inélastique d'un électron (positon) en mouvement avec l'un des électrons du cortège atomique. Cette collision provoque l'ionisation de l'atome ou son excitation, ce qui conduit à l'émission d'un électron appelé électron secondaire, le plus souvent situé sur un des niveaux de valence ayant une très faible énergie cinétique (en moyenne 5 à 10 eV).

Le retour à l'équilibre de l'atome ionisé sera accompagné d'une émission, soit électromagnétique (transition radiative. Composée principalement par un spectre de rayons X), soit électronique (transition Auger). Ces deux émissions sont caractéristiques de la composition chimique locale du milieu cible.

La perte d'énergie par collision (la perte spécifique d'énergie $-\frac{dE}{dx}$ pour une particule incidente chargée traduit le taux de perte d'énergie par cette particule dans un milieu absorbant. Plus il est élevé, plus la particule est ralentie) est donnée par la formule de Bethe-Bloch [Urban-1995, Courtine-2007] [12].

$$- \left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{coll}} = \frac{2\pi e^4 N Z}{m_e c^2 \beta^2} \left(\left(\ln \frac{m_e c^2 \beta^2 E Y^2}{2I} \right) - \ln(2) \left(\frac{2}{Y} - \frac{1}{Y^2} \right) + \frac{1}{8} \left(1 - \frac{1}{Y} \right)^2 \right)$$

Avec :

C : la vitesse de la lumière dans le vide.

$$\beta = \frac{v}{c}; \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$$

I : le potentiel moyen d'ionisation de la cible, que dépend de la nature du milieu Absorbant.

m_e : la masse de l'électron au repos.

e : la charge électronique.

N et Z sont respectivement la densité et le nombre atomique du milieu diffuseur.

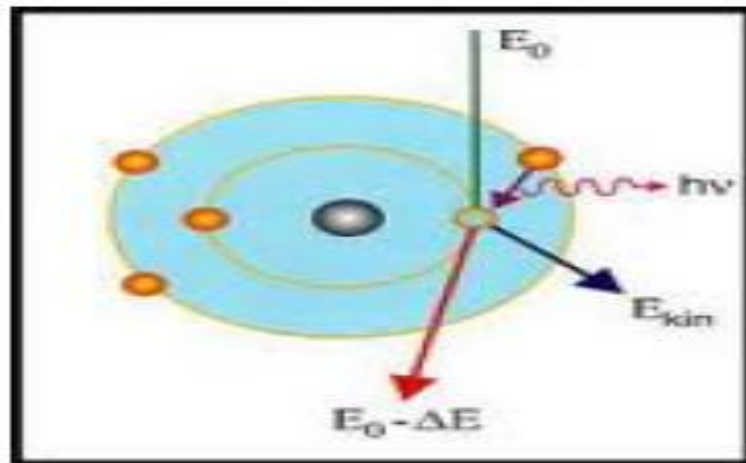


Figure I.6 : Phénomène d'ionisation

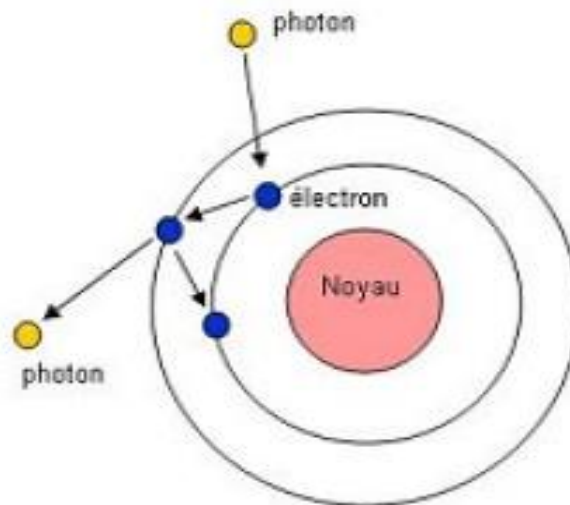


Figure I.7 : Phénomène d'excitation

- **Rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) :**

Cet effet concerne toute particule chargée, mais il affecte principalement celles les plus légères comme les électrons. L'électron incident est dévié dans le champ coulombienne du noyau de l'atome cible et ce changement de trajectoire s'accompagne de l'émission d'un rayonnement de freinage.

Ce phénomène ne concerne que les électrons de très fortes énergies et que de plus traversant des milieux très denses. La perte d'énergie par ce processus pour une particule chargée à haute énergie est donnée par la relation suivante :

$$\frac{dE^{\text{rad}}}{dX} = 4\alpha N \frac{Z^2}{A} z^2 r^2 E \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right)$$

La perte d'énergie par rayonnement de freinage d'une particule peut être calculée à partir de celle de l'électron possédant la même énergie cinétique :

$$\frac{dE^{\text{rad}}}{dX}(z, m) = \left(\frac{m_e}{m} \right)^2 z^2 \frac{dE^{\text{rad}}}{dX}(e^-)$$

Dans laquelle :

N : est le nombre d'Avogadro.

Z et A : sont respectivement numéro et la masse atomique du milieu.

α : Est la constante de structure fine (1/137).

$r = \frac{\alpha}{m}$: est le noyon classique de la particule.

Z, m, E : sont respectivement l'état de charge, la masse et l'énergie cinétique de la particule incidente.

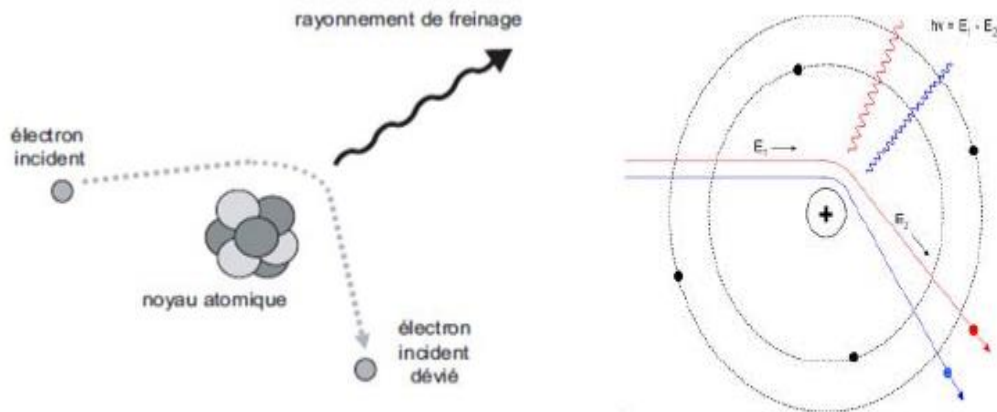


Figure I.8 : Phénomène de Bremsstrahlung

I.5.2 Interaction ion –matière :

Les ions interagissent avec les électrons ou les noyaux de la cible suivant différentes processus:

I.5.2.1 Collision avec les électrons :

Dans ce cas les ions chargés de grande énergie interagissent, par collision coulombiennes multiples avec les électrons du milieu traversé. Selon la proximité entre l'ion et les électrons de la cible, un transfert d'énergie plus ou moins important provoque soit l'excitation de l'atome cible ou bien l'ionisation de ce dernier. ces deux processus sont responsables de la perte d'énergie et de déflexion des ions dans la matière. L'expression de cette perte d'énergie, est donnée par la formule de Beth-Bloch [Leo-1994, Braunn-2010] [13].

$$-\frac{dE}{dX} = \frac{4\pi \cdot r_e^2 m_e \cdot Z_1^2}{\beta^2} \frac{NAZ_2\rho}{A} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2 \cdot m_e \cdot \beta^2 \cdot \gamma^2 \cdot E_{trans}^{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z_2} \right)$$

Ou :

$$\beta = \frac{v}{c}$$

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$$

C : la célérité de la lumière.

r_e : est le rayon classique de l'électron ($=\alpha/m_e$).

$$\alpha = \frac{e^2}{h \cdot C 4\pi \cdot \epsilon_0}$$

ρ : Représente la densité de la cible.

Z_1 est la charge de l'ion incident.

Z_2 : est le nombre atomique de la cible.

A : est la masse atomique de la cible.

N_A : est le nombre d'Avogadro.

I : est l'énergie moyenne d'ionisation caractéristique de la cible

$E_{\text{trans}}^{\text{max}} = \frac{4 \cdot E_{\text{ion}} \cdot m_e}{m_{\text{ion}}}$ L'énergie maximale transférable à un électron.

M_{ion} : est la masse d'ion incidente.

E_{ion} : est l'énergie cinétique de l'ion incident.

δ : Est un terme de correction pour tenir compte de l'influence de la densité du milieu à haute énergie.

C : est un terme de correction pour tenir compte de l'effet d'écrantage des électrons du noyau cible à basse énergie.

I.5.2.2 Collision élastique avec les noyaux :

Ces collisions contribuent faiblement à la perte d'énergie d'un ion dans la matière. Sa contribution ne devient importante que pour les projectiles de très basse énergie.

I.5.2.3 Collision inélastique avec les noyaux :

À des énergies de plusieurs centaines de MeV par nucléon, la probabilité de franchir la barrière coulombienne par l'ion cible est importante, et nous entrons dans le domaine des interactions inélastique ion-noyau. Ces réactions nucléaires peuvent conduire à la désintégration du projectile et de la cible ou à une fragmentation partielle.

I.6 Caractéristiques de l'interaction:

I.6.1 Pouvoir d'arrêt :

Le pouvoir d'arrêt S est la perte moyenne d'énergie de la particule par distance parcourue, mesurée par exemple en $\text{KeV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$.

$$S = S_c + S_f$$

I.6.2 Pouvoir d'arrêt par collision :

Le pouvoir d'arrêt par freinage est défini comme la perte de l'énergie cinétique de la particule chargée incident par le processus collision avec les électrons atomique le long de son parcours [11].

$$S_c = \frac{\Delta E_c}{\Delta x}$$

ΔE_c : L'énergie cinétique perdue lors de collision avec les électrons atomiques.

ΔX : la longueur du parcours de la particule incidente dans la matière.

I.6.3 Pouvoir d'arrêt par freinage :

Le pouvoir d'arrêt par freinage est défini comme la perte de l'énergie cinétique de la particule chargée incident par le processus de freinage (radiation) le long de son parcours.

$$S_f = \frac{\Delta E_f}{\Delta X}$$

ΔE_F : L'énergie cinétique perdue lors de l'émission par freinage.

ΔX : la longueur du parcours de la particule incidente dans la matière.

I.6.4 Transfert d'énergie linéaire(TEL) :

En traversant la matière, les particules chargées perdent leur énergie selon différents types d'interactions : les interactions élastiques et inélastiques se font avec les électrons orbitaux et les noyaux atomiques du milieu ralentisseur.

Pour mesurer le ralentissement des particules chargées, on utilise la grandeur TLE qui représente la perte d'énergie, par unité de longueur de trajectoire des particules incidentes, consécutivement à leurs chocs avec les électrons.

L'expression de TLE en mécanique relativiste, est donnée par la formule de Bethe

$$TLE = \left| \frac{-dE}{dX} \right| = \frac{Z^2 \cdot e^2}{4\pi\epsilon^2 m_e V^2} N Z \left[\log \frac{2m_e V^2}{I} - \log \left(1 - \frac{V^2}{C^2} \right) - \frac{V^2}{C^2} - \frac{C_k}{Z} \right]$$

Z : la charge de la particule incidente.

V : la vitesse

m_e : la masse au repos de l'électron.

e : la charge.

ϵ_0 : La permittivité du vide : $8,854 \cdot 10^{-10} \text{ F} \cdot \text{cm}^{-1}$.

C : la vitesse de lumière dans le vide : $3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$.

N : le nombre des noyaux cibles par unité de volume du matériau absorbant de numéro atomique Z.

C_k : un terme de correction qui dépend de l'énergie et de Z lorsque l'on tient compte de la structure complète des noyaux de la matière.

I : la valeur moyenne du potentiel d'ionisation tenant compte de l'ionisation et de l'excitation des atomes ralentisseurs, donnée par la formule semi empirique (en E.V) :

$$I = 9.1 \times Z (1 + 1.9 \times Z^{-2/3})$$

Bien que les effets biologiques varient d'un rayonnement à un autre, en règle générale, l'effet d'une particule chargée croît proportionnellement au TLE.

I.6.5 Densité linéique d'ionisation(DLI) :

On définit la densité linéique d'ionisation comme le nombre d'ionisations produit par une particule incidente, par unité de longueur de trajectoire. La DLI s'exprime en (paires d'ion). μm^{-1} [14].

$$DLI = \frac{TEL}{W_i}$$

W_i : est l'énergie moyenne transférée pour chaque ionisation.

I.6.6 Le parcours :

Les électrons ont une trajectoire très sinueuse : en effet, on observe généralement une déviation lors de chaque mode d'interaction (ionisation, excitation, freinage). Certains peuvent même subir une déviation de 180° (phénomène de rétrodiffusion). Pour caractériser la trajectoire d'électrons ou de rayonnements électroniques, deux grandeurs peuvent être définies [15].

Le parcours : il s'agit de la longueur réelle de la trajectoire de l'électron. Cette grandeur est peu utilisée en radioprotection.

La portée : elle représente la profondeur maximale atteinte par un faisceau d'électrons dans un milieu considéré. Cette grandeur est très utilisée en radioprotection lors de la conception d'écran.

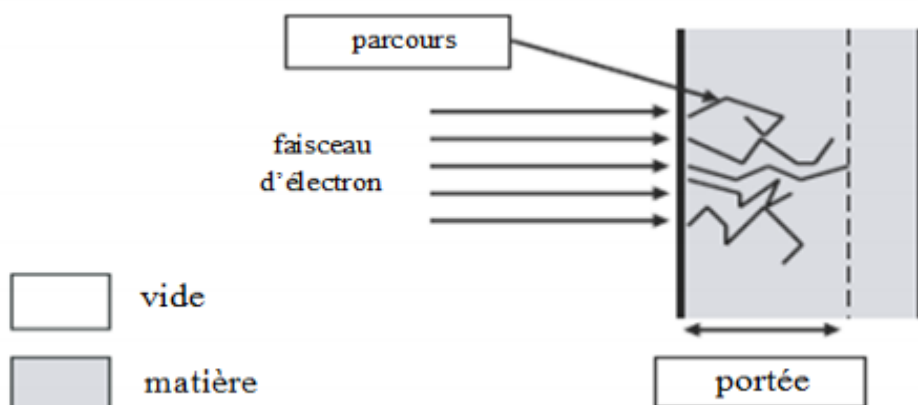


Figure I.9 : Parcours et portée d'un faisceau d'électron.

I.7 Particules chargées légères : électrons (négatons et positons) :

Les électrons en mouvement rapides sont obtenus par :

- l'émission β des radioéléments
- des accélérateurs d'électrons
- la projection d'électrons secondaires par des photons X ou γ .

Leur énergie cinétique, E_C , se situe entre quelques KeV et quelques MeV.

Les interactions des électrons peuvent être divisées selon le rayon de l'atome cible (a) et la distance entre la particule incidente et le noyau (b) de cet atome en 3 catégories : Collision radiative, Collision dure, Collision molle [11].

I.7.1 Collision radiative, $b \ll a$:

L'électron interagissant avec le noyau de l'atome cible subit soit une diffusion élastique ou inélastique, accompagnée d'un changement de sa direction.

La majorité de ces interactions sont élastiques ; où l'électron ne perd qu'une quantité d'énergie cinétique insignifiante.

Cependant un faible pourcentage de ces interactions est inélastique, où la perte d'énergie

I.7.2 Collision dure (hard collision), $a \approx b$:

Les électrons peuvent avoir des interactions coulombiennes directes avec les électrons orbitaux.

L'énergie communiquée à ces électrons leur permet soit :

- De les déplacer de leur niveau à un niveau supérieur (excitation).
- Ou de s'éjecter avec une énergie cinétique (ionisation).

Le nombre de collisions dures est généralement faible, mais l'énergie transférée associée à cette collision est relativement importante (50% de l'énergie cinétique d'électron incident).

I.7.3 Collision molle (soft collision), $b \gg a$:

L'électron incident est affecté par la force coulombienne de l'atome entier. L'énergie transférée aux électrons orbitaux est très faible. Cependant le nombre de collisions mous est généralement important.

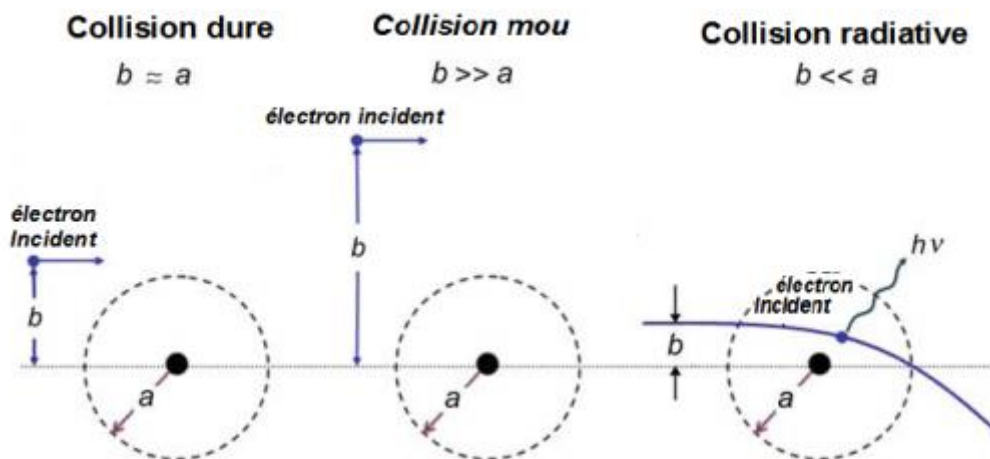


Figure I.10 : les différentes collisions des particules chargées légères (électron/positons) avec la matière.

I.8 Interactions des particules chargées lourdes avec la matière :

I.8.1 Les particules alpha (α) :

Elles interagissent principalement avec les électrons des atomes cibles, engendrant une ionisation ou une excitation (les électrons mis en mouvement sont appelés rayons delta). Les interactions avec les noyaux sont secondaires. Les particules (α) ont une masse 4×1800 fois plus importantes que celle des électrons. En conséquence, étant beaucoup plus lourdes, elles ne sont pas sujettes au rayonnement de freinage.

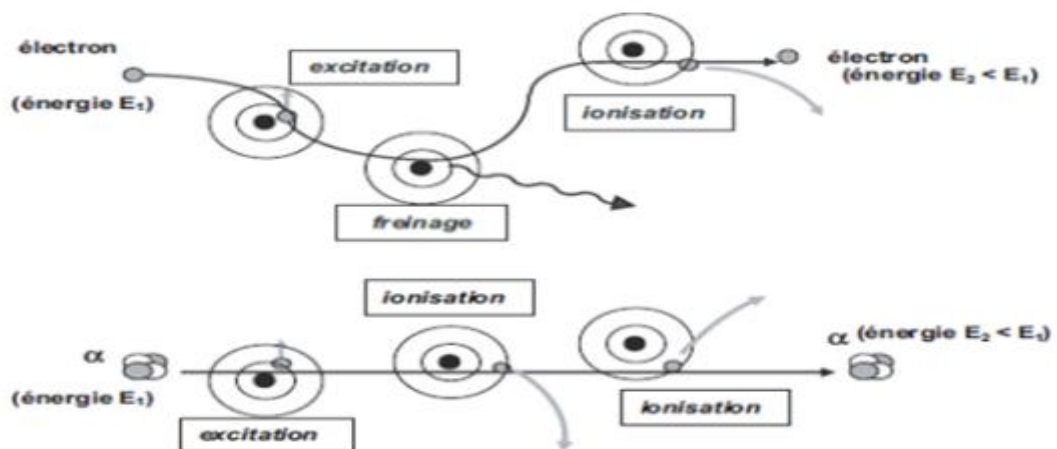


Figure I.11: comparaison des interactions des électrons et des particules alpha dans la matière.

Les processus de ralentissement des particules (α) sont identiques à ceux des particules β . Cependant, leur charge électrique et leur masse sont plus élevées. En conséquence, les particules (α) ont une trajectoire presque rectiligne et très courte. Ainsi, on peut considérer que la longueur de leur trajectoire et leur parcours sont identiques.

Elles sont arrêtées par quelques centimètres d'air ou une feuille de papier.

Par ailleurs, les particules (α) ont une énergie courante élevée (quelques MeV) et puisqu'elles ont un parcours très court, elles sont caractérisées par un T.L.E. beaucoup plus élevé que celui des particules β (entre 200 et 500 fois plus élevées).

I.9 La perte d'énergie :

Lors d'une interaction ion-matière, l'ion incident transmet son énergie à la cible tout au long de son passage dans le matériau. La quantité d'énergie perdue par l'ion lors de son ralentissement dans la matière constitue alors un paramètre caractéristique concernant aussi bien les processus d'endommagement de la cible que l'émission de particules de cette dernière induite par irradiation. Ce paramètre est appelé « pouvoir d'arrêt ». Le pouvoir d'arrêt est caractéristique du milieu traversé et de la particule incidente (nature et énergie de l'ion projectile). Noté $\frac{dE}{dX}$ on peut l'exprimer en KeV .nm⁻¹ ou MeV. g⁻¹. Cm⁻¹ [16].

$$P_e = - \frac{dE}{dX}$$

I.10 Perte d'énergie par collisions élastiques: pouvoir d'arrêt nucléaire :

La première interaction est la perte d'énergie nucléaire. Les ions et les atomes rentrent en Collision et diffusent élastiquement. Il s'agit d'un transfert de la quantité de mouvement des ions incidents aux atomes contenus dans le matériau-cible. Les ions incidents sont donc ralentis au fil des collisions. Le freinage nucléaire est quantifié par le pouvoir d'arrêt nucléaire. [17]

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{n=} = N S_n(E)$$

Où :

N : est la densité atomique.

$S_n(E)$: la section efficace d'arrêt nucléaire pour l'énergie E.

I.11 Perte d'énergie par collisions inélastique: pouvoir d'arrêt électronique :

Lors des interactions électroniques inélastiques, l'énergie cinétique totale des particules n'est pas conservée du fait des processus d'excitation et/ou d'ionisation. Les mécanismes entrant en

jeu dans le ralentissement de l'ion incident vont dépendre de sa vitesse. On se trouve dans le cas où la vitesse de la particule est beaucoup plus élevée que celles des électrons orbitaux des atomes de la cible.

Dans le cas des collisions à haute énergie, l'interaction ion-électron peut être décrite par un potentiel purement coulombien. Lorsqu'un projectile rapide d'énergie E , de masse M_1 et de numéro atomique Z_1 passe à proximité d'un atome cible de masse M_2 et de numéro atomique Z_2 , le Projectile est dévié d'un angle par effet coulombien entre la particule incidente et les électrons de la cible [18.19]

L'énergie est alors considérée comme étant transférée au nuage électronique, en produisant des vibrations thermiques au sein de celui-ci. Le pouvoir d'arrêt électronique est souvent décrit par ce modèle exprimé comme suit [20] :

$$S_e = 8\pi e^2 a_0 \frac{Z_1^{7/6}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2}} \frac{v}{v_0} D \quad \text{Soit,} \quad S_e = KE^{1/2}$$

Où :

V_0 et D_0 : sont la vitesse et le rayon de Bohr.

E : est l'énergie de l'ion.

K : est une constante tabulée théoriquement par Lindhard. [21]

I.12 Le pouvoir d'arrêt global :

En considérons les pertes d'énergies électroniques et nucléaires indépendantes et additives, la Perte d'énergie totale s'exprime comme la somme des deux processus :

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right) = -\left(\frac{dE}{dX}\right)_e - \left(\frac{dE}{dX}\right)_n = N (S_e(E) + S_n(E))$$

Où :

N : est la densité volumique atomique du matériau exprimée en cm^{-3} .

I.13 La distribution de la perte d'énergie des particules chargées :

La distribution de la perte d'énergie des particules chargées dans un matériau mince est très caractéristiques, elle a été décrite théoriquement par Landau et Vavilov [21]. Il faut prendre en compte dans ce calculs, d'une part, le fait que le nombre de collisions entre la particule incidente et les atomes du milieu qu'elle traverse est faible et d'autre part qu'il est possible

Qu'au cours de ces collisions un transfert d'énergie important ait lieu. Cette distribution est connue sous le nom de Molay, peut s'écrire sous la forme :

$$f(\lambda) = (2\pi)^{1/2} \exp\left[-\frac{1}{2}(\lambda + \exp(-\lambda))\right]$$

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_{\rho\rho}}{\xi}$$

$$\xi = K \frac{Z\rho}{A\beta^2} X$$

$\Delta E_{\rho\rho}$: est l'énergie perdue par la particule.

ΔE : est la perte d'énergie la plus probable.

ξ : est l'énergie moyenne perdue par la particule et provient du premier terme de la formule de Bethe.

X : est l'épaisseur traversée.

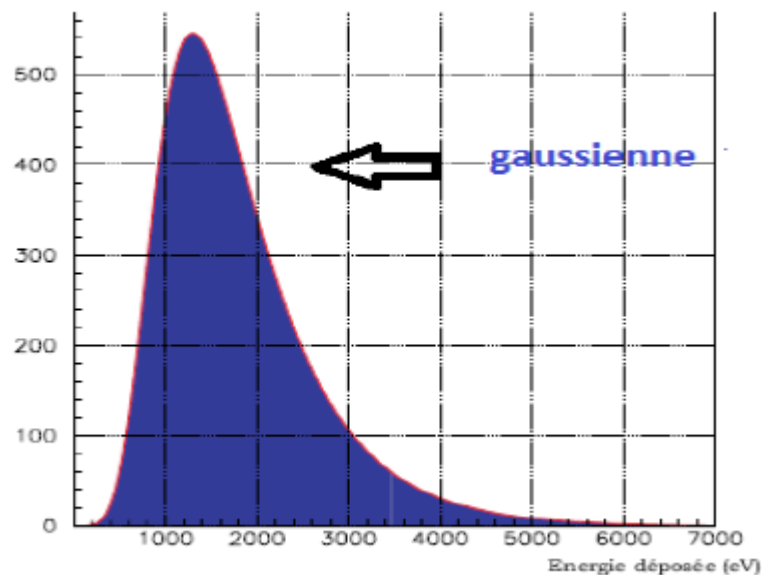


Figure I.12 : La distribution de la perte d'énergie

I.14 Distribution des ions en profondeur de la cible :

L'étude de la profondeur de distribution des ions est souvent basée sur la théorie L.S.S (Lindhard, Scharff et Schiott), l'arrêt des ions présente une distribution de type Gaussienne.

[22,23,24,25]. Cette distribution est caractérisée par deux paramètres qui sont le parcours moyen projeté (R_p) et l'écart quadratique moyen (ΔR_p).

Le R_p est défini comme étant la profondeur où les ions implantés s'arrêtent avec un maximum de concentration.

Quant au ΔR_p , il caractérise la répartition statistique des ions en profondeur autour de R_p (Figure I.13). Un autre paramètre physique inévitable est la déviation latérale souvent exprimée par ΔR_{\perp} (Figure I.13)

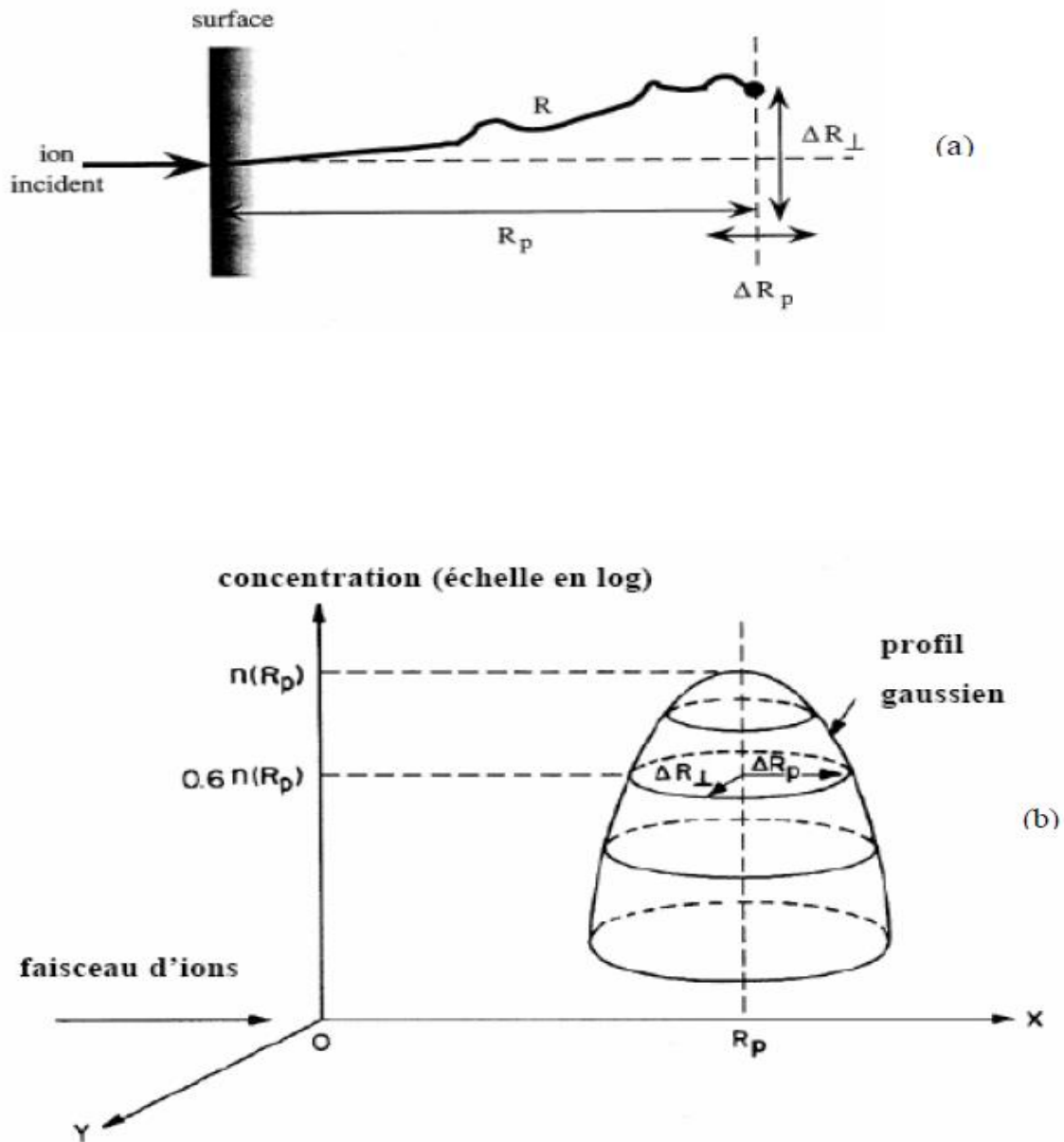


Figure I.13 : distribution des ions en profondeur de la cible [26]. (a) échelle linéaire ; (b) échelle logarithmique.

La distance totale parcourue par un ion le long de sa trajectoire est déterminée à partir de L'énergie perdue, par collisions électroniques et nucléaires, comme suit :

$$R = \int_0^R dx = \frac{1}{N} \int_0^E \frac{dE}{S_n(E) + S_e(E)}$$

Expérimentalement nous n'avons pas accès à la distance (R) parcourue par l'ion incident. En Pratique, le paramètre manipulé est la projection de ce parcours sur la direction Perpendiculaire à la surface de la cible. Comme mentionné plus haut, ce paramètre, est désigné par le parcours moyen projeté (Rp) (Voir Figure I.13). Il correspond à la moyenne de tous les parcours projetés et s'exprime comme suit:

$$R_p = \frac{1}{\Phi} \int x n(x) dx$$

Où :

Φ : la dose totale implantée (ions/cm²).

$n(x)$: la distribution en profondeur de tous les ions implantés.

La fonction de distribution $n(x)$ est caractérisée par les quatre premiers moments physiques qui sont :

Le parcours moyen projeté R_p .

La déviation standard ΔR_p .

L'obliquité γ (ou skewness) qui mesure l'asymétrie de la distribution ou le positionnement du sommet de la courbe par rapport à R_p ;

Le kurtosis β qui mesure l'écrasement du pic (ou bien l'extension de la queue de distribution en volume).

Les deux derniers paramètres sont reliés par l'expression universelle suivante:

$$\beta \approx 2.91 + 1.56\gamma^2 + 0.59\gamma^4$$

La fonction de distribution $n(x)$ est souvent de type gaussienne ou de Pearson [27,28].

Dans le cas d'une distribution de Gauss, $n(x)$ est exprimé par la relation suivante:

$$n(x) = n_0 \exp \left[\frac{-(x - R_p)^2}{2(\Delta R_p)^2} \right]$$

$$n_0 = \frac{\phi}{\sqrt{2\pi} \Delta R_p}$$

Où :

Avec γ et β approximativement égaux à 0 et à 3 respectivement.

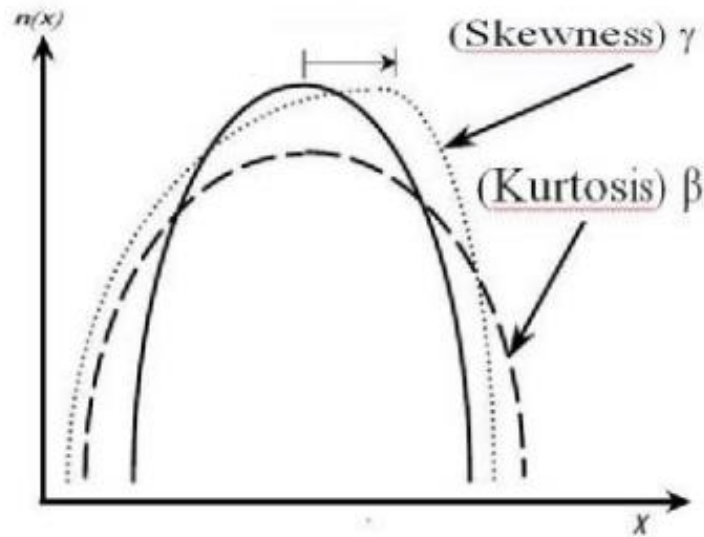


Figure I.14 : Un graphique montrant les deux paramètres γ et β pour la distribution de gaussien [29]

I.15 Volume d'interaction :

Les électrons incidents pénètrent dans la matière en empruntant un parcours aléatoire jusqu'à la perte de leur énergie cinétique. Cette pénétration s'accompagne d'un élargissement du faisceau qui crée un volume appelé familièrement « volume d'interaction ». Les dimensions du volume d'interaction dépendent fortement de l'énergie du faisceau incident et le nombre atomique du matériau. Ce volume est d'autant plus allongé que élevée ou que le nombre atomique est faible.

I.15.1 Pénétration en profondeur :

Actuellement, il n'existe pas de consensus dans la littérature pour calculer la profondeur de la pénétration maximale « pénétration range » des électrons primaire dans la cible. En générale. La profondeur de pénétration maximale R_e est donnée par l'expression :

$$R_e = C(\rho, Z)E_0^n$$

Où :

$C(\rho, Z)$: sont les constantes du matériau cible.

n : est choisi en fonction du modèle de diffusion donnée.

Expérimentalement, la valeur de R_e a été généralement déduite à partir des mesures du taux de transmission des électrons η_T ou de leur énergie transmise à travers des films mince de différentes épaisseurs. L'épaisseur du film pour laquelle ces valeurs tendent vers zéro est supposée la profondeur maximale de pénétration d'électrons pour le matériau étudié à une énergie spécifiée. Plusieurs expressions semi-empiriques existent dans la littérature pour calculer la profondeur de pénétration des électrons dans le solide (Everhart and Hoff, 1971 ; Gruen, 1956 ; Kanaya and Okayama, 1972). La relation la plus connue et la plus fréquemment utilisée est la formule de Kanaya et Okayama (Kanaya and Okayama, 1972) :

$$R_{o(k-0)} = \frac{27.6A}{\rho Z^{0.89}} E_0^{1.67}$$

Où :

ρ : est la masse volumique du matériau (g/cm^3).

Z et A : sont respectivement le nombre atomique et la masse atomique.

E_0 (KeV) : est l'énergie initiale des électrons.

I.15.2 Pénétration en largeur :

Le faisceau d'électrons sera élargi lorsqu'il pénètre dans un échantillon.

Ceci est dû aux processus élastiques déviant fortement les électrons de leur trajectoire d'origine. L'élargissement de la pénétration faisceau (rayon r_e) dépend à la fois de l'énergie des électrons initiaux E_0 et des paramètres caractéristiques du matériau cible (Z, A, ρ). L'expression qui est mieux connue et souvent utilisée pour déterminer le rayon r_e à une profondeur X_0 et à un diamètre initial zéro (Goldestein et al. 1977) :

$$r_e = 0.625 \left(\frac{Z}{E_0} \right) \left(\frac{\rho}{A} \right)^{1/2} X_0^{1.5}$$

Où :

r_e et X_0 : sont en nm .

E_0 : est en KeV et ρ est en g/cm^3

X_0 : est l'épaisseur.

I.16 Volumes de générations :

A l'intérieur de l'enveloppe d'interaction on peut distinguer des zones de génération électronique et électromagnétique plus ou moins élargies et plus ou moins profondes. Dans le

cadre de notre étude seules les zones de génération électronique secondaires et les zones de génération photoniques seront décrites ci- dessous (Figure I.15).

- La zone d'émission électronique secondaire : les électrons secondaires proviennent d'une zone petite plus proche de la surface de l'échantillon qui ne dépasse pas une dizaine de nanomètre en profondeur.
- La zone d'émission rétrodiffusée : plus large et plus profond que la zone d'émission secondaire et dépend directement du nombre atomique de l'échantillon et l'énergie du faisceau incident.
- La zone d'émission des rayons X : cette zone occupe presque tout le volume d'interaction. Typiquement de l'ordre de micromètre cube.

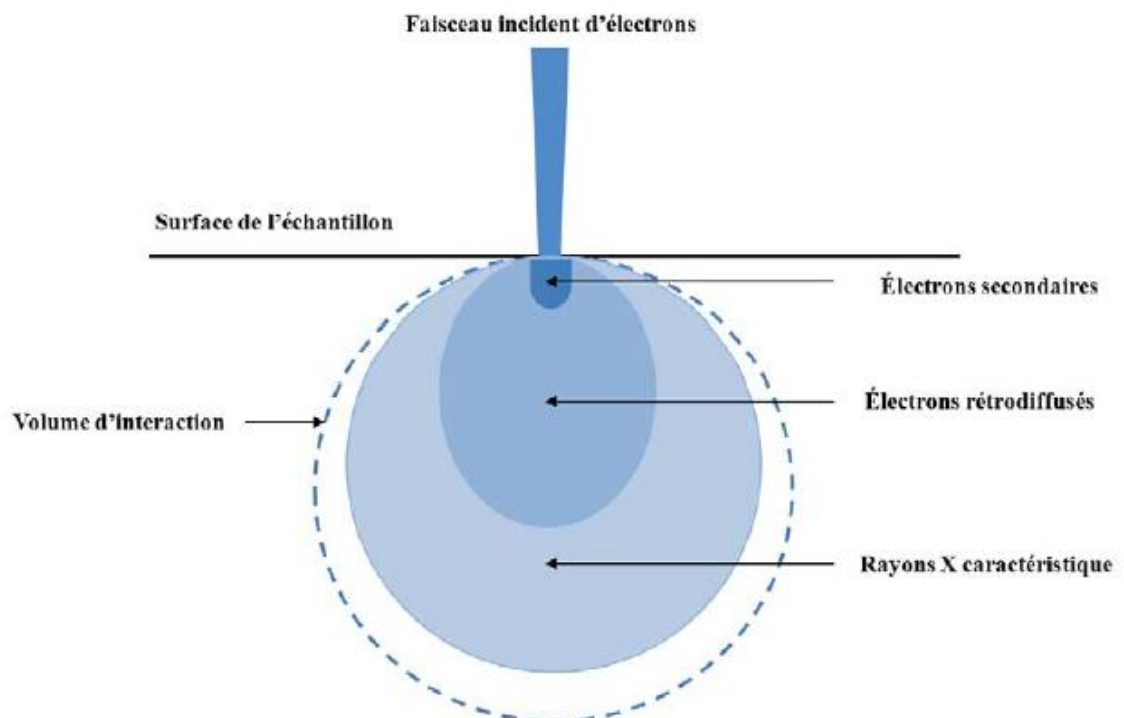


Figure I.15 : volume d'interaction créé par le faisceau d'électrons primaire

I.16.1 La génération des rayons X en profondeur :

La prédiction de la profondeur de génération (production) des rayons X dépend de la profondeur de pénétration des électrons .la profondeur de génération de rayons X Caractéristiques ou ceux issus de rayonnement continu de freinage est toujours plus petite que la profondeur de pénétration des électrons.

Les rayons X caractéristiques ne peuvent être produits que dans l'enveloppe qui contient des électrons avec les énergies supérieures ou égales à l'énergie cinétique d'ionisation E_C .

En se basant sur le modèle de pénétration d'électrons de Kanaya- Okayama (kanaya and Okayama,1972).la profondeur de la production des rayons X caractéristiques et de fond continu par les électrons incidents à une énergie spécifiée est donnée par l'équation suivante :

$$R_x = \frac{27.6A}{\rho Z^{0.89}} (E_0^{1.67} - E_C^{1.67})$$

Où :

E_C : est énergie critique d'ionisation pour les rayons X caractéristiques.

I.16.2 La génération des rayons X en largeur :

On peut définir trois façons pour calculer la distance latérale des rayons X générés à l'intérieur du volume d'interaction (Figure I.16).

$R_X = R_{(Max)} = Y_{(max)}$: la distance maximale d'émission des rayons X en largeur

$R_X = R_{(PhiRoz)} = Z_{max} - Z_r$

Dans (la figure I.16). $\Psi(y)$ définir la fonction de distribution latérale des rayons X qui est une fonction gaussienne. Par contre $\varphi(Z)$ définit la fonction de distribution en profondeur des rayons X qui est généralement composée de deux fonction transitoires et gaussienne.

Ces deux fonctions se délimitent à une distance en profondeur Z_r où l'effet de la fonction transitoire devient négligeable.il est supposé que la distance entre Z_r et ∞ de $\varphi(Z)$ est proche de la distance entre 0 et Y_{max} de $\Psi(y)$. Cette hypothèse est valide pour des matériaux de nombre atomique > 10 . En négligeant la taille du faisceau d'électrons primaire.

$R_X = R_{(99\%)}$: définit la distance qui contient 99% des rayons X émis.

Il faut noter que la valeur $D = 2R$ définit le diamètre des rayons X émis.

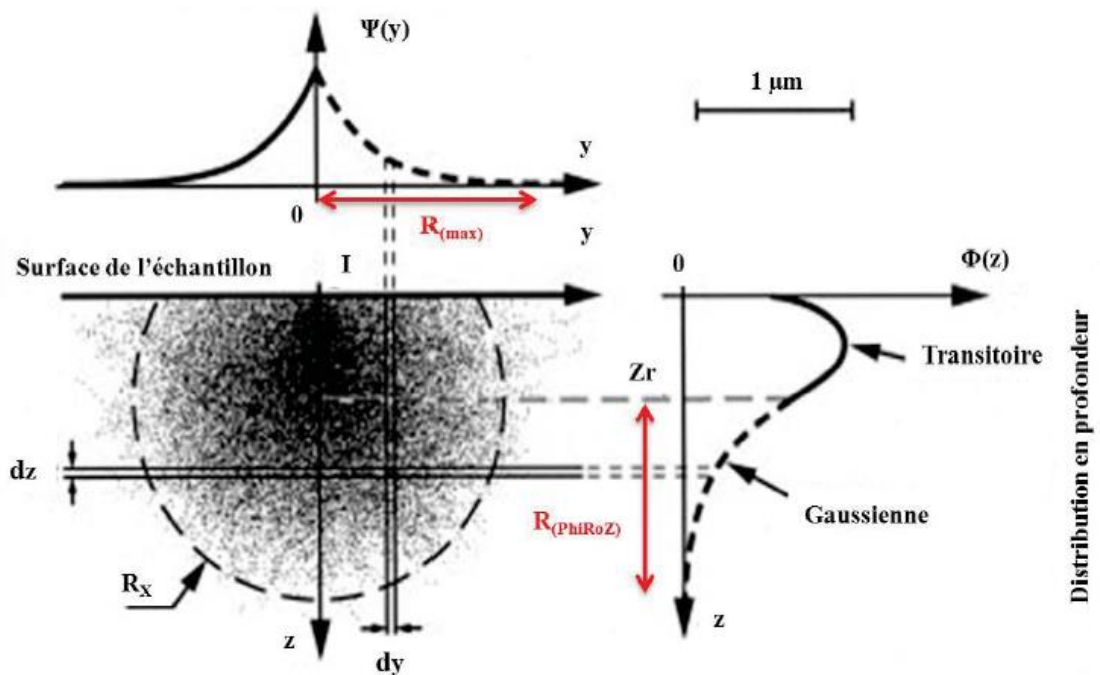


Figure I.16 : les différentes façons pour calculer la génération des rayons X en profondeur et en largeur à partir d'un volume d'interaction (Adapté de Arnould and Hild, 2003).

I.17 Conclusion :

Dans ce chapitre il a été question de donner les formules en relation avec les deux phénomènes d'interaction électrons-matière et ions-matière, Toutes ces formules sont en relation avec la théorie de Monte Carlo, Les trajectoires des ions et des électrons dans un cible et tout les phénomènes résultant de l'interaction particules chargé (ions et électrons) avec la matière a été vue en détail

Ce chapitre on a permis de me familiariser avec tous ces différents phénomènes et toutes ces intéressantes formules.

Chapitre II :

Simulation de l'interaction ions-matière par code SRIM

II. 1. Introduction :

Plusieurs logiciels de simulation numérique sont utilisés pour calculer les phénomènes cinétiques associés aux pertes d'énergie des ions. L'un d'entre eux, SRIM (The Stopping and Range of Ion in Matter), dont la version accessible sous DOS est appelée TRIM (The Transport of Ion in Matter), est un ensemble de programmes qui permettent de calculer l'arrêt l'étendue de pénétration des ions dans la matière, ce programme utilise les théories de la mécanique quantique pour décrire la collision ion-atome (en supposant qu'un atome en mouvement est un ion, et que tous les atomes de la cible sont des atome).

Dans ce chapitre on utilise le logiciel TRIM et SRIM permettant de simuler les interactions ions-matière. Les différents phénomènes comme les défauts Frenkel les vacances créés par les faisceaux d'ions, les distances parcourues par les ions dans leurs trajectoires, les phonons ; la perte d'énergie des ions seront traités. On s'intéressera à leurs courbes de variation avec l'énergie cinétique des ions incidents de notre choix comme (l'hélium et krypton) sur la surface de différents composants semi-conducteurs de notre choix comme le (Ge et InP).

II.2. présentation de notre travail (condition de simulation) :

Dans tout ce travail les résultats sont obtenus par logiciel SRIM 2008 ; On utilise les ions de l'hélium He^{++} et krypton Kr^+ pour l'interaction avec les composés semi conducteur tell que : Ge, In-P (cible amorphe).

- Les différentes caractéristiques des ions implantés (He^{++} et Kr^+) et les cibles bombardé (Ge et In-P) sont représentées dans le tableau.
- Les ions d'hélium He^{++} et les ions de krypton Kr^+ ont des énergies cinétiques de 15KeV.
- Le nombre des ions incidents est 9999.
- L'épaisseur de la cible est de (500Å^0) .
- L'angle incident égal à 0^0 (pour une pénétration maximale en profondeur est maximal).

II .3. Présentation du logiciel SRIM :

SRIM est un programme qui suit le programme standard TRIM [1], Dans ces programme l'énergie transférée à un atome-cible est analysée pour donner les résultats suivants: l'ionisation induite par les atomes repoussés, le nombre de lacunes et d'interstitiels créés suite à une cascade de collisions, et également le nombre de collisions transférant des énergies inférieures à E_d (énergie de déplacement), et qui produisent des phonons. Le code de ces programmes couple deux méthodes: celle de Kinchin-Pease modifiée pour les calculs locaux, et celle de la cascade de collisions (suivi des atomes individuels reculés jusqu'à ce que leur

Chapitre II : Simulations de l'interaction ion-matière par logiciel SRIM

énergie devienne inférieure à E_d). Cette dernière donne directement la distribution spatiale des défauts. [2]

D'une façon très schématique le principe global de raisonnement est le suivant :

Soit Z_1 le numéro atomique de l'ion projeté, et Z_2 celui de l'atome-cible. E_1 et E_2 sont les énergies des deux particules après collisions, respectivement.

- $E_1 > E_d$ et $E_2 > E_d$: L'ion incident peut déplacer un atome cible de son site qui devient à son tour une particule incidente pouvant subir d'autres chocs. Il peut déplacer d'autres atomes cibles et constituer des lacunes
- $E_1 > E_d$ et $E_2 < E_d$: L'énergie de l'atome cible est insuffisante, il reste alors dans son site et son énergie E_2 sera dissipée dans le réseau pour la création des phonons (vibration de réseau). Quant à la particule incidente, elle continue son mouvement
- $E_1 < E_d$ et $E_2 > E_d$: L'atome cible est éjecté de son site et devient une particule incidente pour subir d'autres chocs. la particule incidente occupe des sites vides (substitutionnels) et son énergie est dissipée dans le réseau par des vibrations (création de phonons)
- $E_1 < E_d$ et $E_2 < E_d$: L'atome cible continue à vibrer dans sa position d'équilibre sans quitter son site. L'ion incident peut occuper seulement des sites interstitiels et son énergie est dissipée dans le réseau pour la création de phonons. [2, 3, 4, 6]
- La figure II.1.Représente le tableau de bord permettant de choisir le mode de calcul désiré. En premier approche notre choix est porté sur la technique de bombardement ionique des ions sur les deux cibles (Ge et In-P). Donc on choisit la fonction « TRIM calculassions » se trouvant à droite du tableau de commande du logiciel.



Figure II.1 : tableau de bord du code TRIM et SRIM

On a un autre tableau représenté sur figure II.2 on fixe des données comme l'ion (de He++ et de Kr+) le logiciel donne les propriétés de cette ion. Puis la cible qui est le composé (Ge et In-P) avec toutes ces caractéristiques physiques telles que la densité, la surface l'énergie de liaison etc.

On fixe dans ce logiciel les paramètres suivants : l'épaisseur de l'échantillon ; le nombre d'ions qui seront utilisés pour le bombardement de la cible, l'énergie du faisceau ionique qui apparait à gauche et qui est affiché (regarde la figure II.3)

Les résultats numériques présentés visent à étudier l'interaction faisceau d'ions avec les surfaces semi-conductrices. C'est une simulation dénommée TRIM et SRIM pour caractériser l'interaction des ions avec des cibles échantillons en gaz ou en solide. [5]

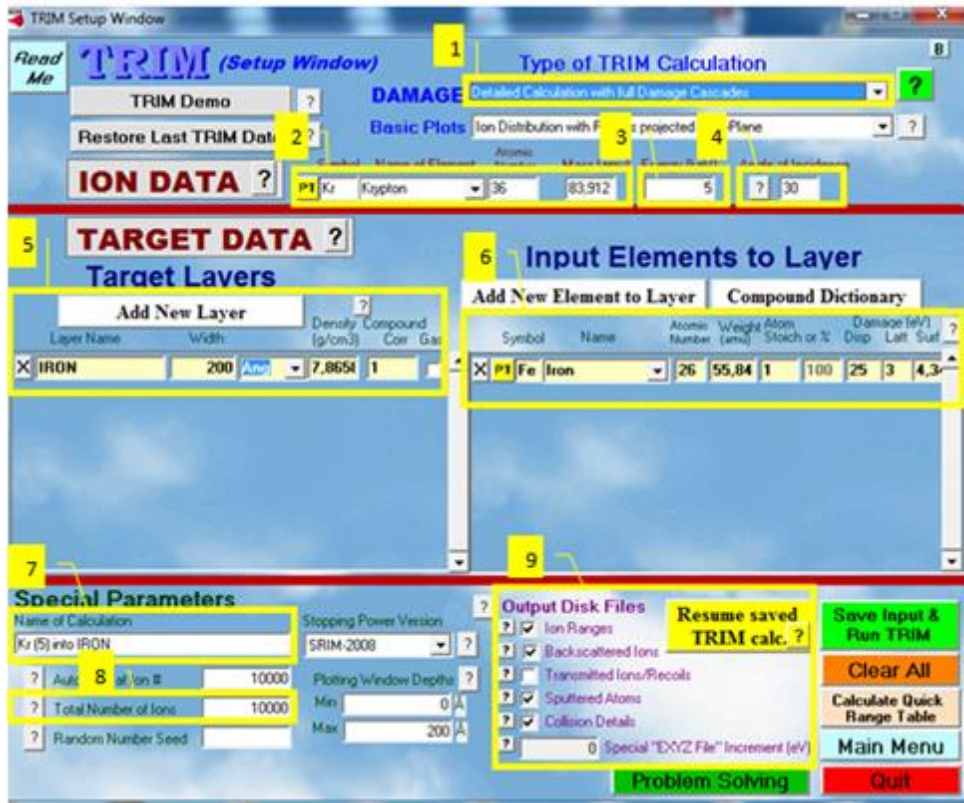


Figure II.2 : Interface du programme TRIM

Le logiciel contient une interface qui fournit directement le profil de la simulation des ions incidents dans la cible et les différents paramètres physiques recherchés voir (Figure II.3)

Chapitre II : Simulations de l'interaction ion-matière par logiciel SRIM

The screenshot displays the SRIM software interface with the following sections:

- ION Parameters:** Ion Type: He, 4,003 amu; Ion Energy: 15 keV; Ion Angle: 0 degrees; Completed: 9999 of 9999.
- TARGET DATA:** He (10) into Layer 1 (1 layers, 1 atoms).

Layer Name	Width (A)	Density	Ge (72,61)	Solid/Gas	Stop Corr.
1 Layer 1	500	5,350	1,00000	Solid	1
Lattice Binding Energy			2		
Surface Binding Energy			3,88		
- Calculation Parameters:** Backscattered Ions: 692; Transmitted Ions: 8964; Vacancies/Ion: 16,1.
- ION STATS:**

	Range	Straggle
Longitudinal	241 A	119 A
Lateral Proj.	571 A	679 A
Radial	889 A	375 A
- % ENERGY LOSS:**

	Ions	Recoils
Ionization	86,55	1,80
Vacancies	0,18	0,39
Phonons	0,80	10,28
- SPUTTERING YIELD:**

	Atoms/Ion	eV/Atom
TOTAL		
Ge	0,000000	0,00
- Plots:** XY Longitudinal plot showing Depth vs. Y-Axis. The plot shows a distribution of ions and recoils over a target depth of 0 to 500 A.
- DISTRIBUTIONS:** List of simulation results including Ion Distribution, Ion/Recoil Distribution, Lateral Range, Ionization, Phonons, Energy to Recoils, Damage Events, Integral Sputtered Ions, Backscattered Ions, Transmitted Ions, and Collision Details.

Figure II.3 : interface des données TRIM pour le bombardement ionique et les résultats de la simulation.

Les paramètres physiques donné par la même interface sont : type de l'ion, l'énergie d'impact et l'angle d'incidence, on trouve aussi d'autres paramètres comme la densité (5.350 g/cm^3) et la perte d'énergie en pourcentage, l'énergie de liaison de surface (3.88 KeV) et l'énergie de liaison de réseau (2 KeV)...etc. Dans le cas des ions d' He^{++} et Kr^+ de 15KeV,

Chapitre II : Simulations de l'interaction ion-matière par logiciel SRIM

la profondeur de pénétration est d'environ 500Å°, nous remarquons que le déplacement des atomes est limité à région proche de la surface.

Lorsqu'un ion pénètre dans la matière, il perd son énergie suite aux collisions nucléaires avec les atomes cibles .Si cette énergie est supérieure à l'énergie de liaison de l'atome cible, ce dernier quitte son site pour devenir un projectile (atome de recul) à son tour qui va extraire d'autre atomes, un site vacant est ainsi crée.

L'interface du programme TRIM possède plusieurs optique (Figure II.2).Les optique de 1 à 9 permettent de choisir les paramètres d'entrée et de sortie regroupés dans le tableau II.1

option	paramètres	
1	Elle permet de choisir les phénomènes à étudier parmi : - l'endommagement de la cible et la distribution des ions - l'implantation ionique. - la pulvérisation - l'énergie spécifique , angle , profondeur des ions.	
2	Entrée	
3		Les données d'ions incidents : ions , symbole, nombre atomique , masse atomique.
4		Energie des ions incidents en keV.
5		L'angle d'incidence des ions entre 0° et 90°.
6		La nature du matériau cible.
7		Le nom, le nombre atomique de la cible et l'énergie des liaisons des atomes .
8		Nom de la simulation : Kr - Fe (projectile - cible).
9		Le nombre d'ions qu'on peut introduire peut aller jusqu'à 9999999 ions et la valeur proposée par défaut est de 99999 ions .
9	Sortie	Range.txt : tableau de la répartition finale des ions et des atomes cible de recul. Backscat.txt : cinétique de tous les ions rétrodiffusés (énergie, emplacement et trajectoire). Transmit.txt : cinétique de tous les ions transmis (énergie , localisation et trajectoire). Sputter.txt : cinétique de tous les atomes de la cible par pulvérisation de la cible. Collision.txt : tableau de toutes les collisions atomiques ions/cibles qui conduisent à endommager la cible .

Tableau II.1 : paramètre d'entrée et de sortie de TRIM

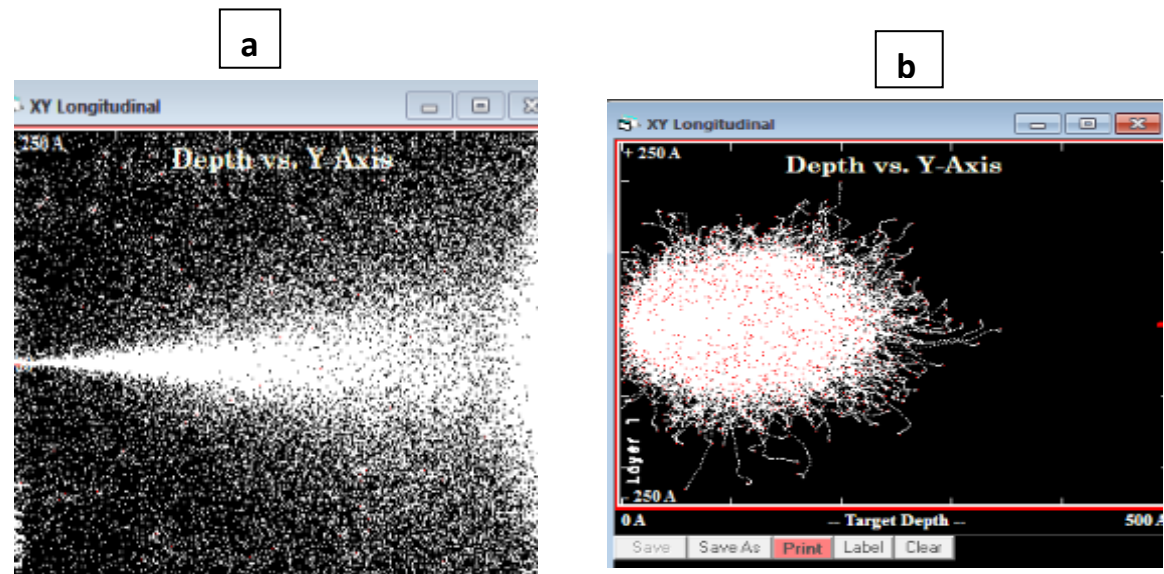
Chapitre II : Simulations de l'interaction ion-matière par logiciel SRIM

Ce programme, développé par Ziegler et Biersack [7, 8] permet de calculer différents paramètres qui sont liés à l'implantation d'ions dans la cible, on peut les citer comme suit : [9]

- La distribution spatiale des ions (la profondeur moyenne, la dispersion).
- Les distributions des pertes d'énergies électronique et nucléaire en fonction de la profondeur (distribution moyennes pour un ion exprimé en eV/A^0).
- La distribution des lacunes qui se sont formés à partir du déplacement des atomes.
- Le rendement de pulvérisation.

II.4. Simulation de la distribution d'ions He++ et Kr+ dans Ge :

Les programmes SRIM sont compliqués puisqu'il présente plusieurs détails de ce qui se passe dans toutes les étapes de d'implantation. Ils permettent de présenter une image complète de la trajectoire des ions dans la cible ; Dans les figures (II.4 ; II.5) de la nous reportons la distribution à deux dimensions des ions de hélium He++ et de krypton Kr+ (15 KeV et sous angle d'incidence 0^0) délivrée par le logiciel SRIM 2008 dans la cible de Ge.



- ✓ Figure II.4 :(a) le profile de distribution d'un ion d'He++ (15 KeV) dans la cible Ge ($500A^0$)
- ✓ Figure II.5 : (b) le profile de distribution d'un ion de Kr+ (15 KeV) dans la cible Ge ($500A^0$)

Chapitre II : Simulations de l'interaction ion-matière par logiciel SRIM

Remarque :

Dans la figure II.4 chaque ion est représenté par sa trajectoire (en trait blanc) et par sa position final (en point noire) ; pour la figure II.5 le trajectoire de l'ion (en trait blanc) et sa position (en point rouge).A partir des figures (II.4 ; II.5) on remarque que : La redistribution finale de tous les ions est sous la forme d'une poire centrée à une Profondeur d'environ $R_p=210\text{Å}$ pour les ions de hélium (He^{++}) et d'environ $R_p = 100\text{Å}$ pour les ions de Krypton (Kr^+), ce qui est en bon accord avec la littérature qui dit : Lorsqu'une particule chargée pénètre dans le matériau cible, celle-ci ralentit graduellement dans la matière par une série de collisions successives. Plus le numéro atomique de la particule sera élevé plus la cible subira de collisions (varie selon Z^2 de la cible) et plus la particule s'arrêtera rapidement dans la matière, c'est pourquoi on trouve que : $R_p(\text{He}^{++}) > R_p(\text{Kr}^+)$ (nous rappelons que : $Z(\text{He}^{++}) < Z(\text{Kr}^+)$. [$Z(\text{Kr}^+) = 36$; $Z(\text{He}^{++}) = 2$].

Sur les figure (II.7 ; II 6), on représente le profil de redistribution des ions de He^{++} et Kr^+ en profondeur de la cible de germanium. Il est clair que la forme des deux courbes est gaussienne, ce qui est en bon accord avec la théorie L.S.S [10,11] relative à la pénétration des ions dans un solide amorphe. Le profil, montre également un pic de concentration à une Profondeur R_p approximativement égale à 241Å pour He^{++} et 101Å pour Kr^+ .

Concernant la largeur à mi-hauteur, qui représente l'élargissement du profil autour de la concentration maximale, nous avons obtenu que $\Delta R_p \cong 119\text{Å}$ pour He^{++} et $\Delta R_p \cong 51\text{Å}$ pour Kr^+ .

S'agissant des deux autres moments qui sont le skewness (γ) et le Kurtosis (β), ils ont été Estimés à (-0.0258 et 2.0852) respectivement pour He^{++} et (0.5507 et 3.1337) pour Kr^+ . Il est clair que les valeurs trouvées ne sont pas très éloignées par rapport à celles reportées dans le cas de la distribution gaussienne (i.e. $\gamma \sim 0$ et $\beta \sim 3$). Toutefois, le signe positif de γ , indique que le profil simulé n'est pas parfaitement symétrique et que la queue de distribution est légèrement décalée vers la profondeur de la cible. Ce résultat a également été reporté dans la littérature pour les éléments lourds, le contraire dans le cas des ions léger tell que $\gamma < 0$ [12, 13]. D'autre part, le fait que β soit, tout de même, différent de 3 ceci signifie que le pic du profil de concentration n'est pas parfaitement pointu. Malgré le léger décalage de la redistribution simulée. Nous estimons que les deux profils de distributions des ions He^{++} et Kr^+ , est mieux décrit par une loi gaussienne, dans la cible de Ge.

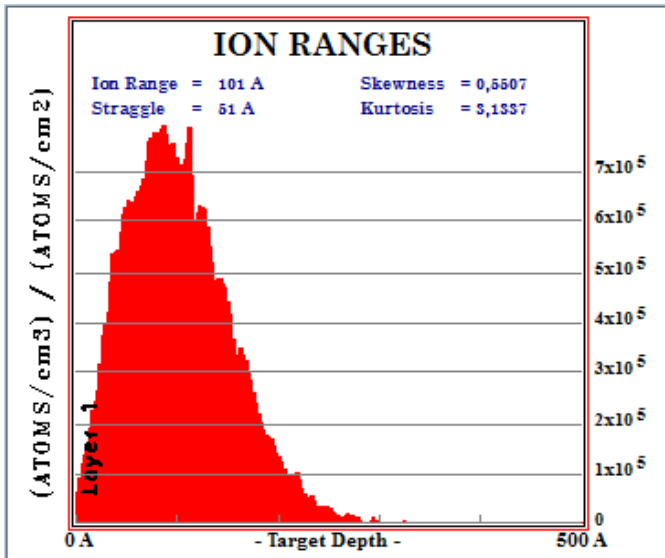


Figure II.7 :
Pour l'ion de Kr⁺

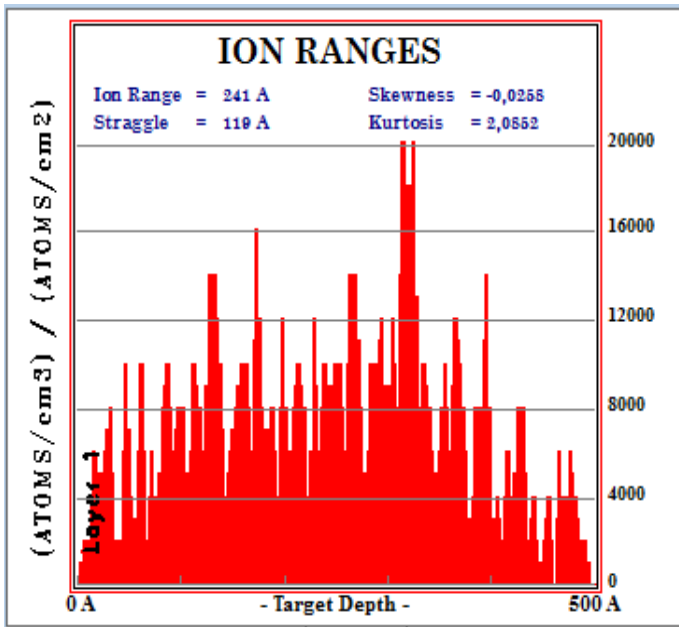


Figure II.6 :
Pour l'ion d'He⁺⁺

Figure (II.6 ; II.7) : le profil de redistribution des ions en profondeur de la cible de Germanium

II .5. Etude du pouvoir d'arrêt d'ion krypton dans la cible Ge :

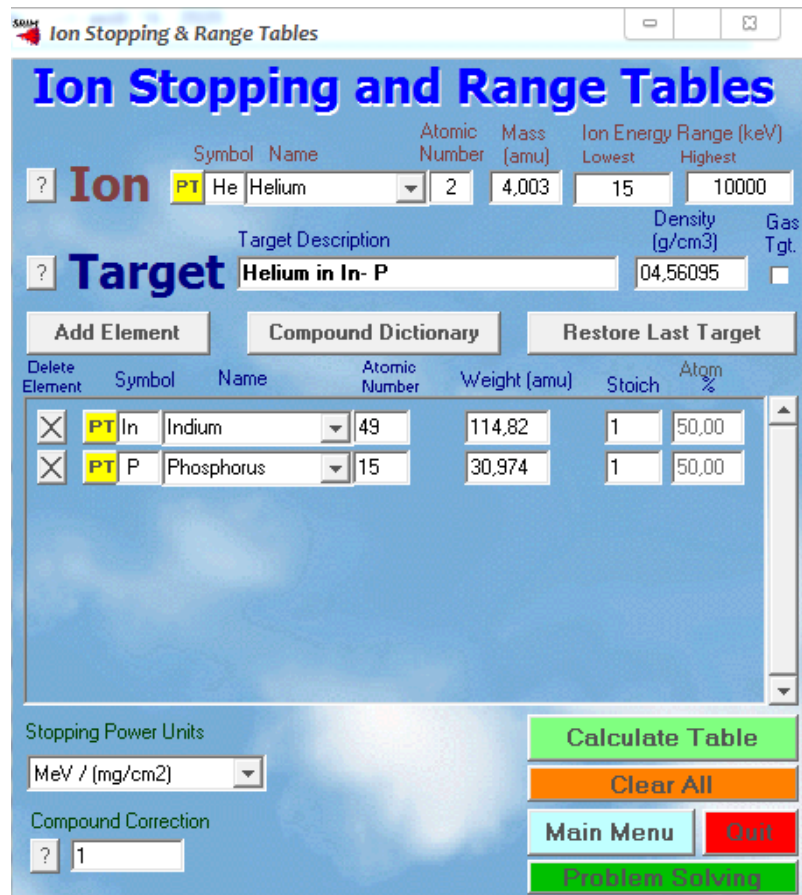


Figure II .8: Interface du programme Ion Stopping and Range Tables

```

=====
SRIM version ---> SRIM-2013.00
Calc. date ---> août 14, 2020
=====

Disk File Name = SRIM Outputs\Krypton in Germanium.txt
Ion = Krypton [36] , Mass = 83,912 amu

Target Density = 5,3500E+00 g/cm3 = 4,4371E+22 atoms/cm3
===== Target Composition =====
Atom Atom Atomic Mass
Name Numb Percent Percent
-----
Ge 32 100,00 100,00
=====

Bragg Correction = 0,00%
Stopping Units = MeV / (mg/cm2)
See bottom of Table for other Stopping units

  Ion   dE/dx   dE/dx   Projected   Longitudinal   Lateral
  Energy dE/dx   Nuclear Range   Straggling   Straggling
-----
15,00 keV 2,170E-01 2,562E+00 98 A      55 A      40 A
16,00 keV 2,242E-01 2,604E+00 102 A     57 A     42 A
17,00 keV 2,311E-01 2,644E+00 106 A     59 A     43 A
18,00 keV 2,378E-01 2,681E+00 110 A     61 A     45 A
20,00 keV 2,506E-01 2,748E+00 119 A     65 A     48 A
22,50 keV 2,658E-01 2,821E+00 129 A     70 A     51 A
25,00 keV 2,802E-01 2,884E+00 138 A     75 A     54 A
27,50 keV 2,939E-01 2,939E+00 148 A     79 A     58 A
30,00 keV 3,069E-01 2,988E+00 158 A     83 A     61 A
32,50 keV 3,195E-01 3,031E+00 167 A     88 A     64 A
35,00 keV 3,315E-01 3,069E+00 176 A     92 A     67 A
=====
    
```

Chapitre II : Simulations de l'interaction ion-matière par logiciel SRIM

Les ions qui bombardent la cible sont freinés suite à deux types d'interactions : électronique et nucléaire. La figure II.9 montre l'évolution du pouvoir d'arrêt électronique et du pouvoir d'arrêt nucléaire lors de l'interaction d'un faisceau d'ions Kr^+ avec une cible Ge en fonction de l'énergie de la particule incidente. D'après les courbes données par le logiciel SRIM, nous remarquons une différence de l'évolution du pouvoir d'arrêt électronique et nucléaire.

A basses énergies ($E < 2000$ keV), le ralentissement nucléaire est plus importante que le ralentissement électronique, cette interaction élastique entraîne une cascade de collision et provoque le déplacement d'atomes dans la cible. Nous remarquons que la perte d'énergie nucléaire croît rapidement à très basses énergies ensuite ralenti avec l'énergie ; puis on s'aperçoit que les pouvoirs d'arrêts électronique et nucléaire sont similaires ; A partir de 2000 keV, le freinage d'origine électronique devient prépondérant par rapport à l'arrêt nucléaire.

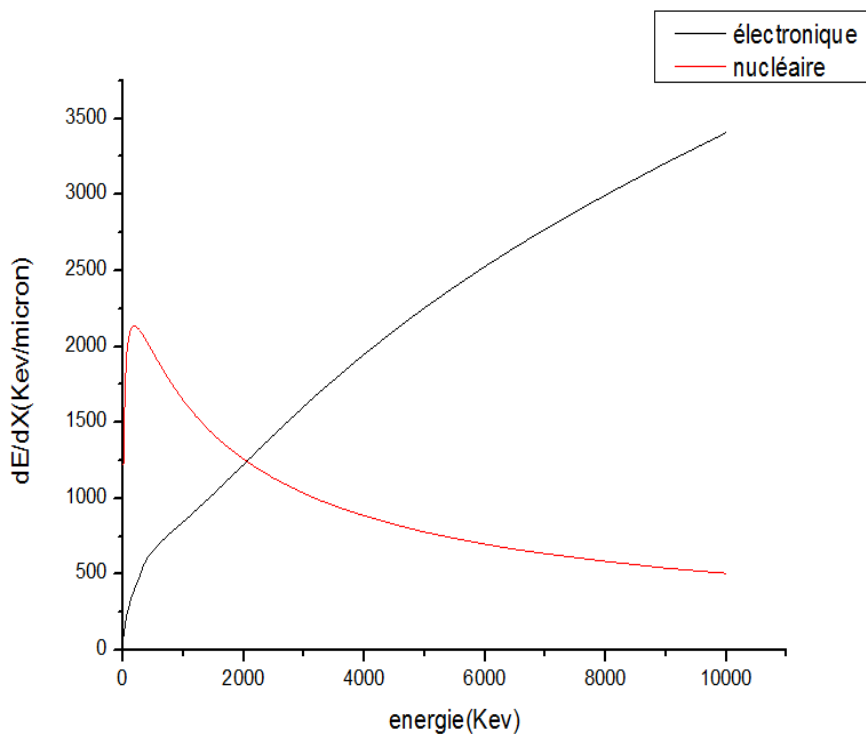
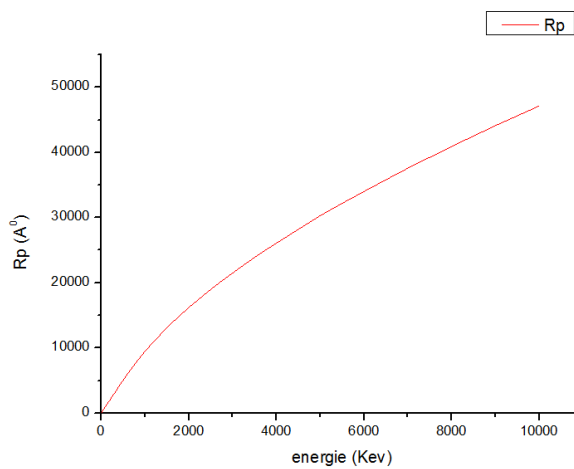


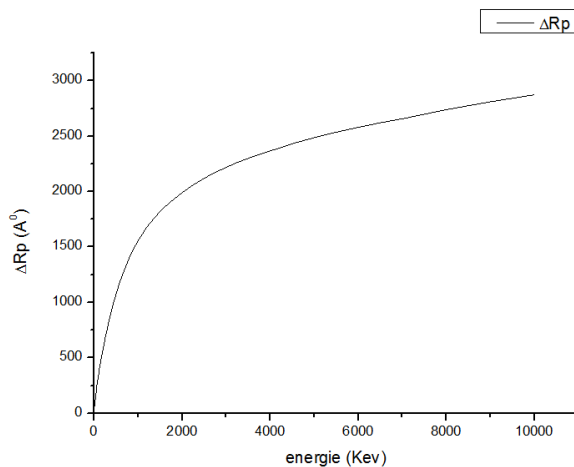
Figure II.9 : Simulation des pouvoirs d'arrêt nucléaire et électronique des ions Kr^+ , dans la cible Ge, en fonction de l'énergie incidente des ions.

II .6. Influence de l'énergie des ions sur les paramètres de distribution :

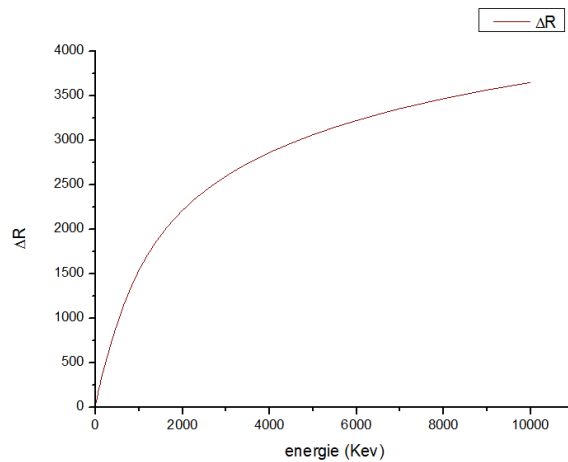
Les différents paramètres qui définissent l'implantation ionique dans un matériau sont le parcours projeté R_p , la déviation standard ΔR_p et la redistribution latérale ΔR_L . Dans cette partie, nous nous sommes intéressés à l'étude de l'influence de l'énergie incidente des ions sur ces paramètres. D'après la figure 10, il est clair que plus l'énergie d'accélération n'est élevée, plus les valeurs obtenues ne sont importantes. Comme la technologie actuelle (des circuits intégrés) exige leur minimisation, on déduit que les faibles énergies produisent les meilleurs résultats.



(a)



(b)



(c)

Figure II.10 : Influence de l'énergie d'accélération des ions primaires sur le parcours projeté R_p (a), la déviation standard ΔR_p (b) et la déviation standard latérale ΔR_{\perp} (c).

II.7. Modification du matériau :

L'ion qui pénètre dans un matériau perd donc son énergie par deux moyens différents : les collisions atomiques et les collisions électroniques. Le mécanisme global de l'implantation ionique peut être imaginé comme un ion frappant successivement différents atomes de la cible, cet ion étant ralenti dans les parties rectilignes de son trajet (entre les chocs). Ces deux mécanismes de ralentissement (électronique et nucléaire) impliquent des modifications physique et chimique du matériau

➤ **Cascade de collision : [14]**

Lors de sa pénétration dans la cible, l'ion provoque plusieurs collisions d'atomes qui se mettent en mouvement et se déplace jusqu'à percuter d'autres atomes qui eux-mêmes se déplacent, et ainsi de suite. L'énergie de l'ion minimale nécessaire au déplacement d'un atome dans la matrice cristalline est de l'ordre de dizaine d'eV.

Il y a production d'un très grand nombre de déplacements dans la cible, on parle alors de 'cascade de collisions' ou 'cascade de déplacements'. Ceci est illustré dans la figure II.11

Les atomes déplacés terminent leur mouvement dès qu'ils n'ont plus suffisamment d'énergie pour se déplacer. Tous les ions n'ont pas la même trajectoire.

L'ensemble des déplacements entraîne d'importantes modifications structurales.

En effet, les atomes de la cible sont éjectés de leurs positions initiales et la structure cristallographique est fortement perturbée. Les dommages sont d'autant plus importants que

Chapitre II : Simulations de l'interaction ion-matière par logiciel SRIM

la masse de l'ion incident est élevée. En effet, plus la masse atomique de l'ion est élevée, moins il est sensible au ralentissement électronique et il cause donc plus de chocs nucléaires tout au long de son parcours dans le matériau.

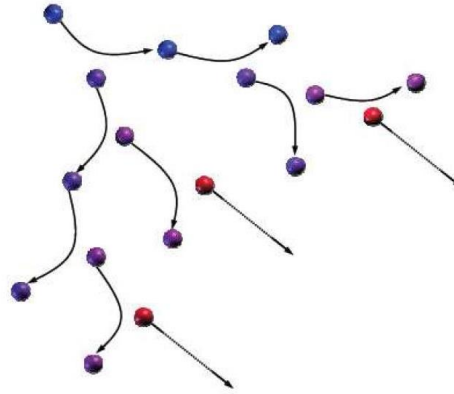


Figure II.11 : Cascade de déplacements induite par l'ion projectile

II.8.La Perte d'énergie par ionisation :

La figure (II.12 ; II.13) représente le phénomène d'ionisation créé par les deux ions de He⁺ et de Kr⁺ sur la surface du matériau Ge. L'énergie perdue ou absorbée par la matrice du matériau Ge varie avec la Profondeur de pénétration des ions He⁺ et Kr⁺. Il est à noter que deux formes de perte d'énergie sont visibles sur la courbe/ en rouge se sont les ions directs et en bleu celle des ions de recul.

Les tableaux (II.2 ; II.3) montre la perte d'énergie en pourcentage donnée par l'interface du logiciel SRIM 2013, il permet de diviser l'énergie des ions incidents en différents types.

	ions	Atomes de reculs
Ionisation	86.55	1.80
Sites vacants	0.18	0.39
Phonons	0.80	10.28

Table II.2 : Perte d'énergie en pourcentage d'ion He⁺⁺ dans la cible de Ge

Chapitre II : Simulations de l'interaction ion-matière par logiciel SRIM

La figure II.12 décrit la perte d'énergie par ionisation en fonction de la profondeur de la cible. Il y a deux diagrammes différents, un pour la perte d'énergie électronique des ions incidents, et un pour la perte d'énergie des atomes cibles reculant. Le tableau II.2 qui donne la perte d'énergie en pourcentage montre que les ions incidents perdent d'énergie (**86.55%**) plus que l'énergie des atomes de reculs (**1.80%**), cela donne une perte totale **88.35%**. Les résultats de la simulation du phénomène d'ionisation du projectile à l'intérieur de la cible Ge montre que l'énergie transférée par l'ion projectile He^{++} est supérieur à l'énergie transférée par les atomes reculs.

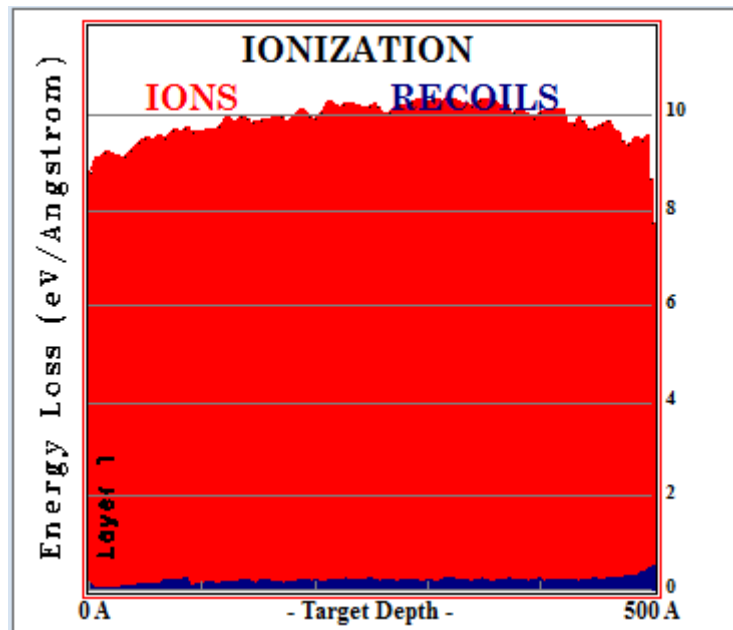


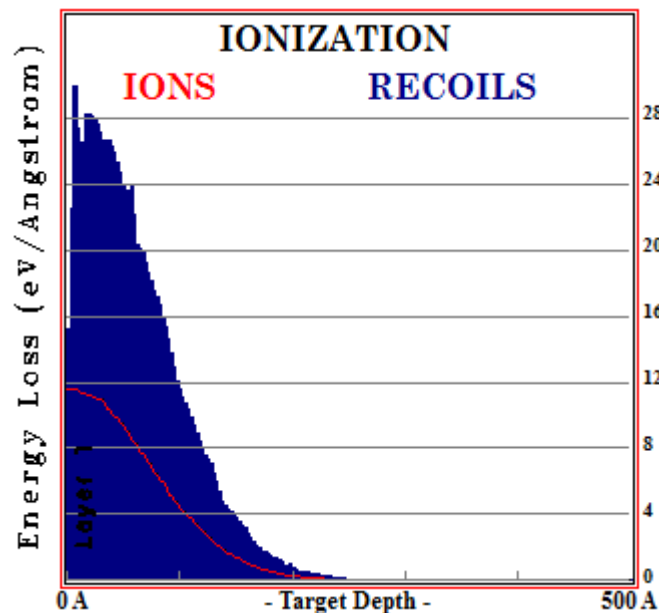
Figure II.12: Perte d'énergie par ionisation pour les ions projectiles He^{++}

	ions	Atomes de reculs
Ionisation	7.11	17.68
Sites vacants	0.31	3.65
Phonons	0.69	70.54

Table II.3 : Perte d'énergie en pourcentage d'ion Kr^+ dans la cible de Ge

Chapitre II : Simulations de l'interaction ion-matière par logiciel SRIM

La figure II.13 décrit la perte d'énergie par ionisation en fonction de la profondeur de la cible. Il y a deux diagrammes distincts, un pour la perte d'énergie électronique des ions incidents, et un pour la perte d'énergie des atomes cibles reculant. Le tableau II.3 qui donne la perte d'énergie en pourcentage montre que les ions incidents perdent seulement une petite quantité de leurs énergies aux électrons cibles (**7.11 %**), tandis que les atomes de reculs déposent **17.68%** de leurs énergies, soit au total **24.79 %**. Les résultats de la simulation du phénomène d'ionisation du projectile à l'intérieur de la cible Ge montre que l'énergie transférée par les atomes de recul est supérieure à l'énergie transférée par les ions projectile Kr^+ .



La figure II.13 : Perte d'énergie par ionisation pour les ions projectiles Kr^+

Ce phénomène peut avoir lieu aussi bien par les ions primaires que par les atomes de recul. D'après cette figure, on s'aperçoit que le phénomène est plus important dans le cas relatif aux atomes de recul. En effet, le nombre de ces derniers est toujours plus important que le nombre d'ion incident Kr^+ ces résultats montrés que :

Pour une masse atomique et une énergie d'incidence de (**83.91 g/mol ; 10Kev**)

- Les collisions élastiques d'ion Kr^+ dans la cible Ge est prédominant que les collisions inélastique, ces pour ca que la perte d'énergie pour ionisation est plus utilisable par les atomes de recule qui résultant au cours des collisions élastique
- D'autre part les collisions inélastique des atomes de recule et prédominant que celle des ions primaires tell que :

Chapitre II : Simulations de l'interaction ion-matière par logiciel SRIM

- ❖ Dans les premières moments : $E_1 > E_d$ et $E_2 > E_d$ c'est à dire L'ion incident peut ioniser ou déplacer un atome cible de son site qui devient à son tour une particule incidente pouvant subir d'autres chocs inélastique donc l'ionisation se fait par les deux (l'ion incident et l'atome de recule)
- ❖ Après un certain moment : $E_1 < E_d$ et $E_2 > E_d$ c'est ta dire L'atome cible est éjecté de son site et devient une particule incidente pour subir d'autres chocs inélastique par contre la particule incidente occupe des sites vides (substitutionnels) et son énergie est

Dissipée dans le réseau et a cause de ca on trouve que l'ionisation se fait plus par les atomes de reculs, Nous rappelons que :

E_d : l'énergie de déplacement de la cible

E_1 : l'énergie de la particule incidente (Kr^+) après la collision

E_2 : l'énergie des atomes de cible après la collision

II.9. La Perte d'énergie par phonon :

La figures II.14 ; montre les résultats des pertes d'énergie en eV/ A° en fonction de la profondeur de la cible Ge. Quand un ion ou un atome de recul frappe l'atome du réseau et Ge l'énergie transférée est moins que l'énergie de déplacement, alors l'atome cible recule et vibre et n'aura pas assez d'énergie pour rebondir hors de son site, l'énergie est finalement donnée sous forme de phonons. La gaussienne montre la perte d'énergie aux phonons des atomes de reculs (Ge), et la ligne rouge désigne la perte d'énergie aux phonons des ions (Kr^+ ; He^{++}) , on peut a peine voir la perte d'énergie aux phonons des ions (ligne rouge) et les phonons sont produits presque exclusivement par les atomes cibles reculant .

Sur les tableaux (II.2, II.3) qui donne la perte d'énergie en pourcentage on voit bien comment l'énergie incidente de chaque ion est dissipée. La rangée appelée phonons montre que les ions perdent seulement une petite quantité de leurs énergie en phonons (0.80% pour le hélium et 0.69% pour le krypton), tandis que les atomes de reculs déposent (10.28 % pour le hélium et 70.54% pour le krypton) de l'énergie en phonons, cela donne une perte totale :

Hélium He^{++}	11.08
Krypton Kr^+	71.23

Tableaux II.4: Pert totale entre les deux ions dans la cible Ge

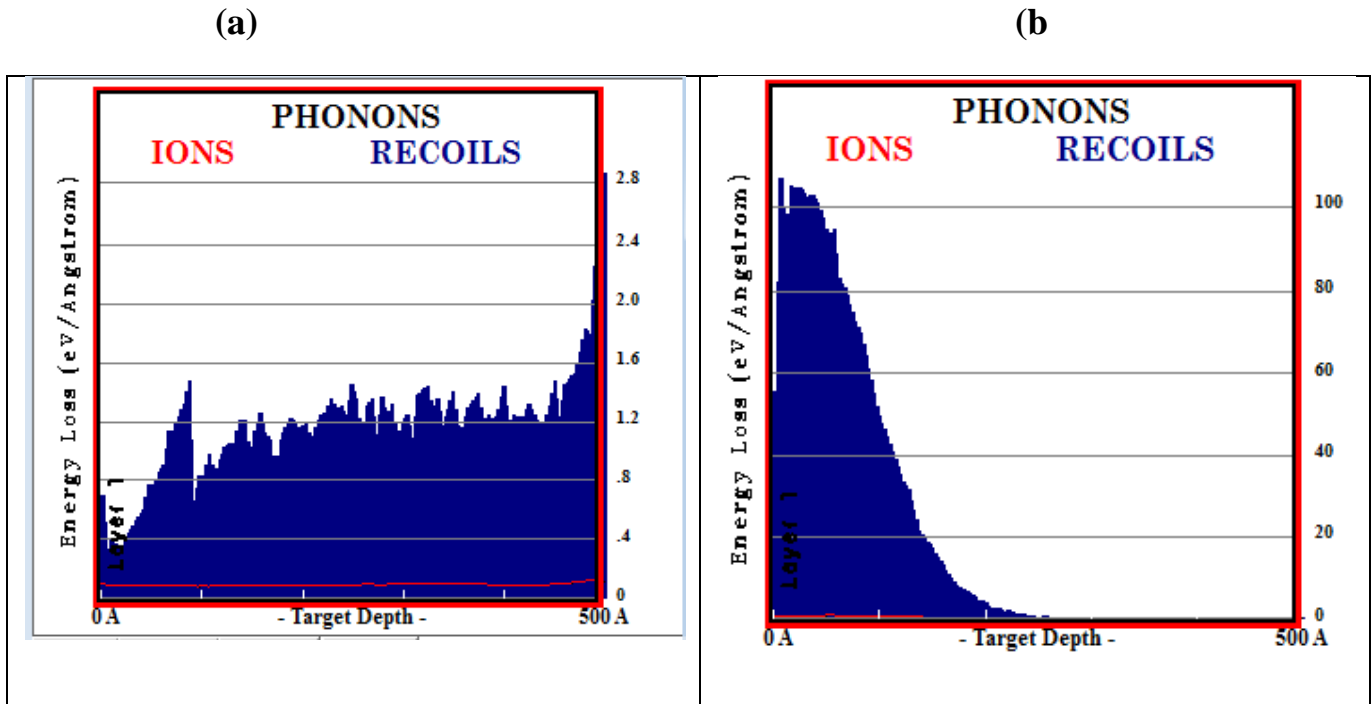


Figure II.14 : Création de phonons [(a) pour He++ ;(b) pour Kr+]

➤ **L'évolution de l'énergie absorbée par atomes de recoils :**

La figure II.15 tenue par le logiciel SRIM 2013 montre l'évolution de l'énergie absorbée par atomes de recoils en fonction de la profondeur de la cible. L'énergie transférée aux cascades de recul d'après le tableau II.3 est $17.68 \% + 3.65 \% + 70.54 \% = 91.87\%$ de l'énergie des ions incidents. Les ions incidents déposent donc 8.13% de leurs énergies directement à la cible et 91.87% aux cascades de recul. Ce transfert d'énergie décroît rapidement avec la profondeur. Il est clairement remarquable que les phénomènes de collisions en cascades progressent jusqu'à épuisement de l'énergie d'impact du projectile.

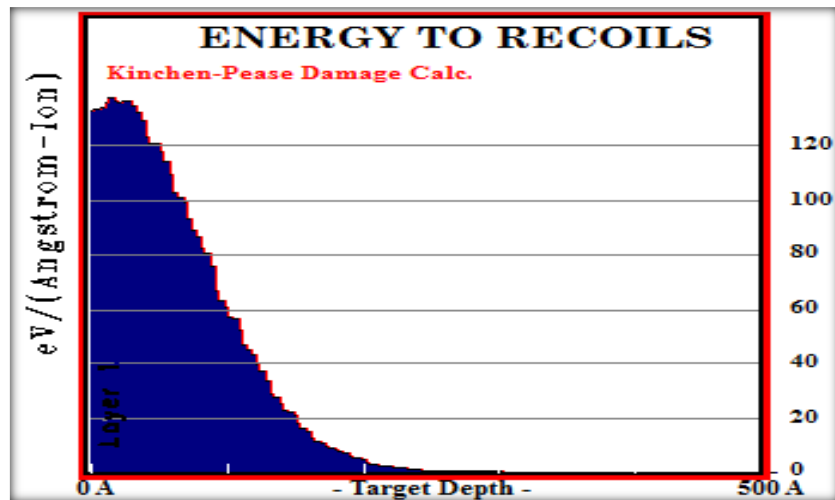


Figure II.15 : Evolution de l'énergie transférée aux atomes de recoils en fonction de la profondeur de la cible Ge.

II.10. Production des lacunes :

Les études expérimentales montrèrent que :

Les ions lourds pénètrent dans la matière à des profondeurs inférieures à celles pénétrées par des ions légers, mais créent des espaces vides avec une concentration supérieure à celle de ces derniers. [15]

La distribution des lacunes dans la cible en fonction de la profondeur est très différente de la distribution des ions, telle que la distribution des lacunes va être concentrée en profondeur R_d plus faible que R_p [16]

La figure II.16 représente la distribution d'événements ou de postes vacants appelés communément les lacunes créées par He^{++} et Kr^+ dans la cible Ge (en lacune/ion/Å).

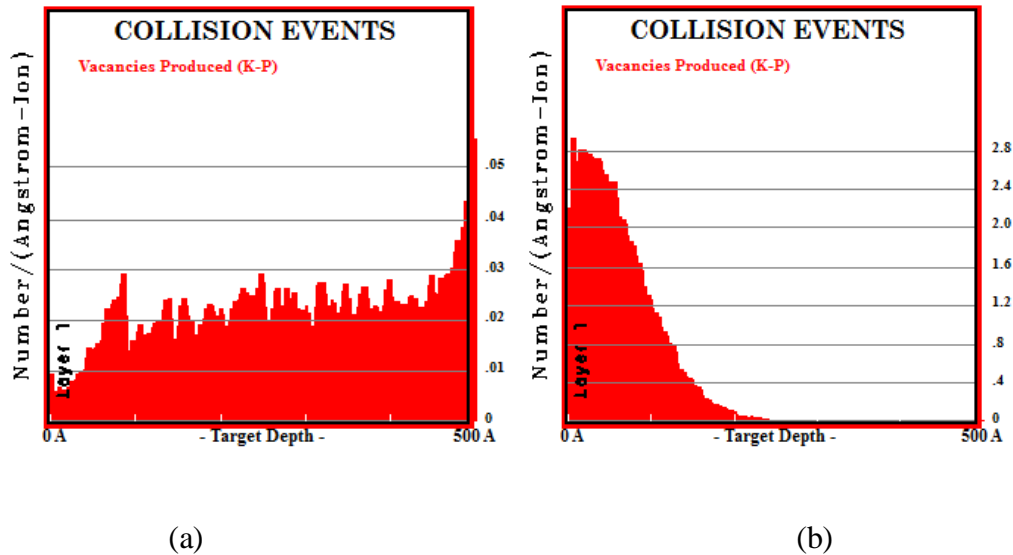


Figure II.16 : distribution des lacunes dans la cible Ge qui créent par He⁺⁺(a) ; Kr⁺(b)

Ceci on trouve les lacunes se produit à une profondeur R_d autour de laquelle le profil de défauts est quasiment gaussien mais On peut assimiler les distributions obtenues par des lois gaussiennes centrées à une profondeur $R_d \cong 500 \text{ \AA}$ et $\cong 25 \text{ \AA}$ pour les ions He⁺⁺ et Kr⁺ respectivement ,mais avec une concentration plus grand dans le cas des ions Kr⁺ que He⁺⁺ et ce qui est en bon accord avec les études expérimentales obtenue dans les référence [17,18,19] où $[Z(\text{Kr}^+)=36 > Z(\text{He}^{++})=2]$ en plus a partir des résultats obtenus précédemment dans l'études des pouvoirs d'arrêt ces déjà on trouve que le nombre des collision inélastiques qui provoque les existence des lacunes est plus important dans le cas des ion Kr⁺ que celles relative aux ions d'He⁺⁺ : c'est pourquoi on trouve la concentration des lacunes qui créent par Kr⁺ en profondeur R_d est supérieur a celle créée par He⁺⁺ mais a une faible profondeur .

	He ⁺⁺		Kr ⁺	
	Ions	Recul	Ions	Recul
Production des lacunes	0.18	0.39	0.31	3.65

Table II.5 : Production des lacunes pour chaque ion dans la cible Ge

Comme nous avons étudié les phénomènes résultant du bombardement ionique d'un cible(Ge) par des ions (He⁺⁺ ; Kr⁺) il suffit dans cette partie d'étudier le bombardement

ionique de In-P par les deux ions pour que simulé l'effet de la masse atomique de la cible sur les différents phénomènes.

II .11.Etude du pouvoir d'arrêt d'ion krypton dans la cible In-P :

Les ions qui heurtent la cible sont freinés suite à deux types d'interactions : électronique et nucléaire. A partir de la figure II.17 correspondant au cas de l'interaction des ions krypton avec une cible In-P, nous distinguons que l'évolution du pouvoir d'arrêt électronique est différent que celle relative au pouvoir d'arrêt nucléaire. En effet :

- le pouvoir d'arrêt électronique est caractérisé par une allure sensiblement proportionnelle à l'énergie de l'ion. Notons que ce type d'interaction inélastique ne produit pas directement le déplacement d'atomes ;
- le pouvoir d'arrêt nucléaire est caractérisé par deux zones distinctes. A basses énergies ($E < 180 \text{ KeV}$), le ralentissement nucléaire est plus important que le ralentissement électronique. Notons que ce type d'interaction élastique peut entraîner une cascade de chocs secondaires pouvant induire des déplacements d'atomes dans le matériau cible. Sur la figure II.17, on indique trois points particuliers délimitant approximativement les différents mécanismes d'arrêt. Le premier point correspond au maximum du pouvoir d'arrêt nucléaire. Au point 2, on s'aperçoit que les pouvoirs d'arrêts électronique et nucléaire sont similaires, il correspond à une énergie de 180 KeV. Finalement, pour la zone indiquée par le point 3, le pouvoir d'arrêt des ions est principalement gouverné par les interactions inélastiques provenant des interactions électroniques.

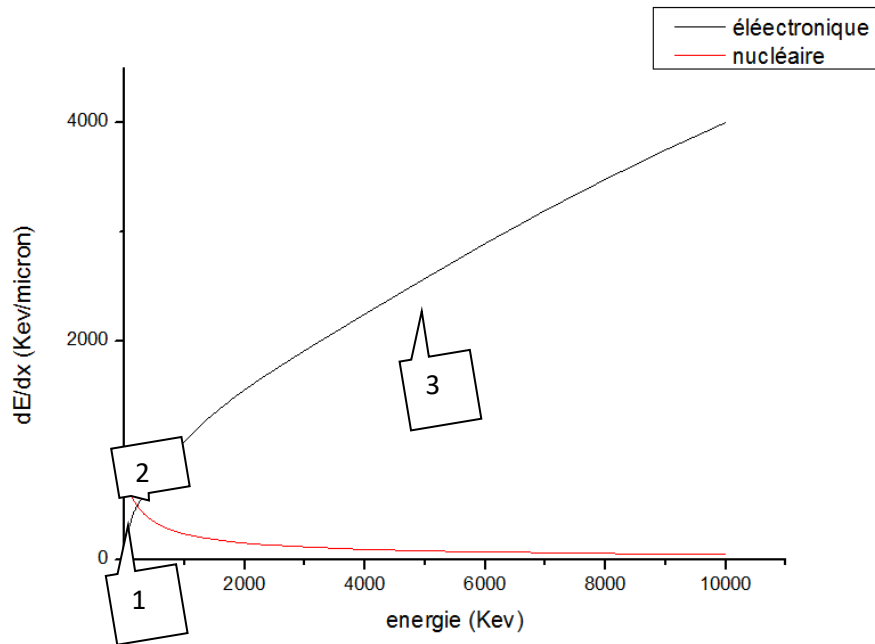
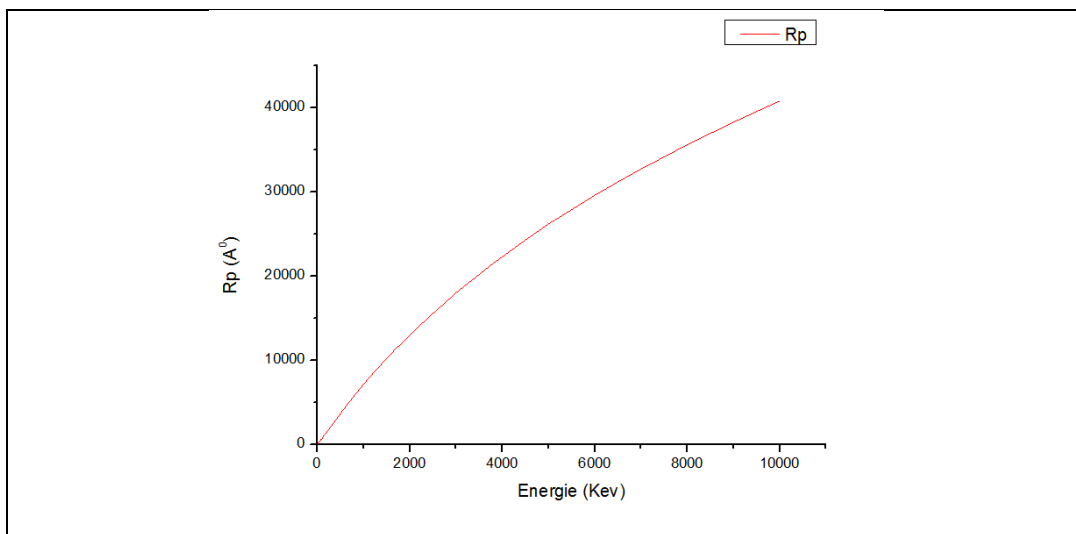
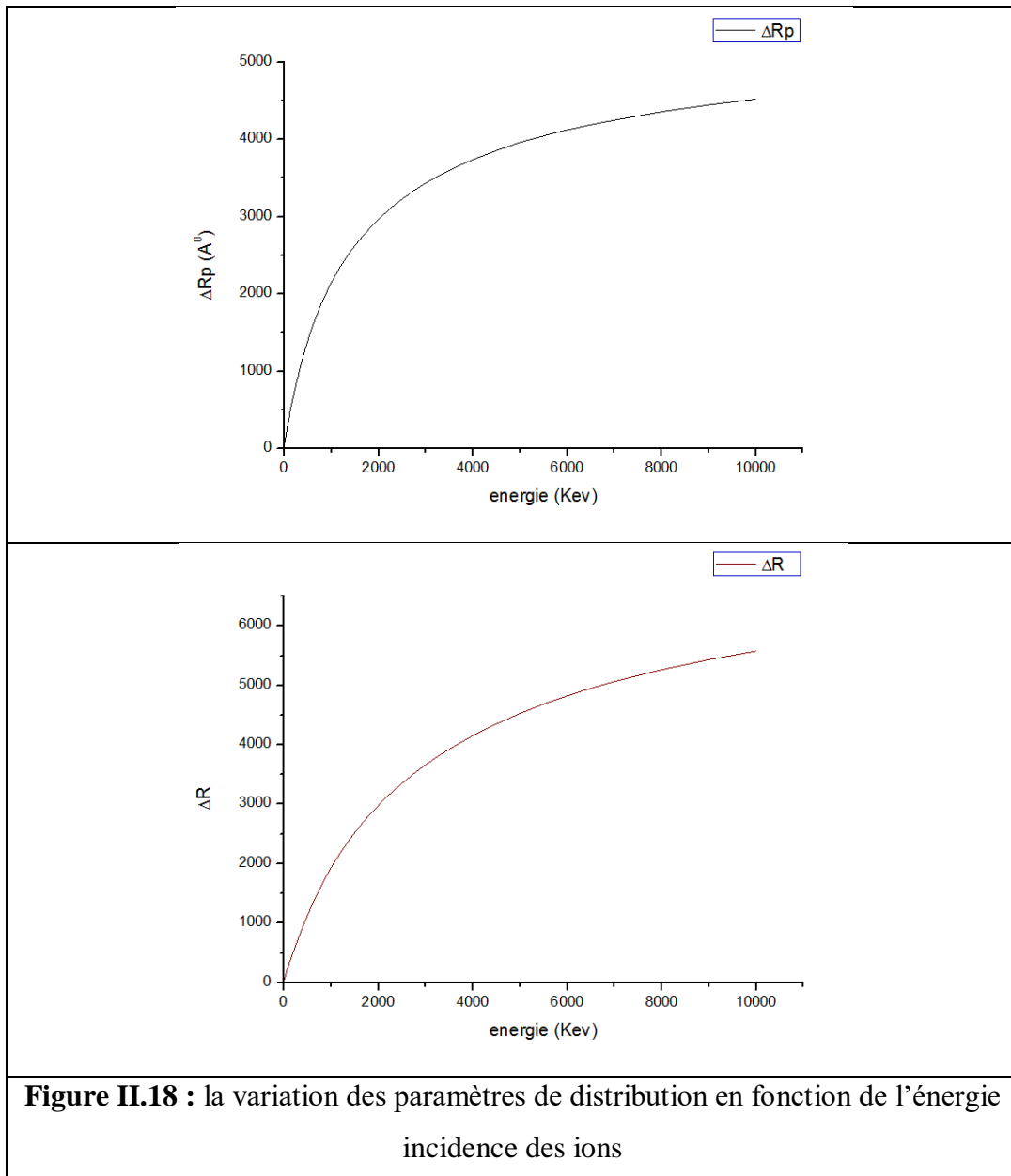


Figure II.17: Simulation des pouvoirs d'arrêt (nucléaire et électronique) des ions Kr⁺ dans une cible d'In-P.

II .12 Influence de l'énergie des ions Kr⁺ sur les paramètres de distribution :

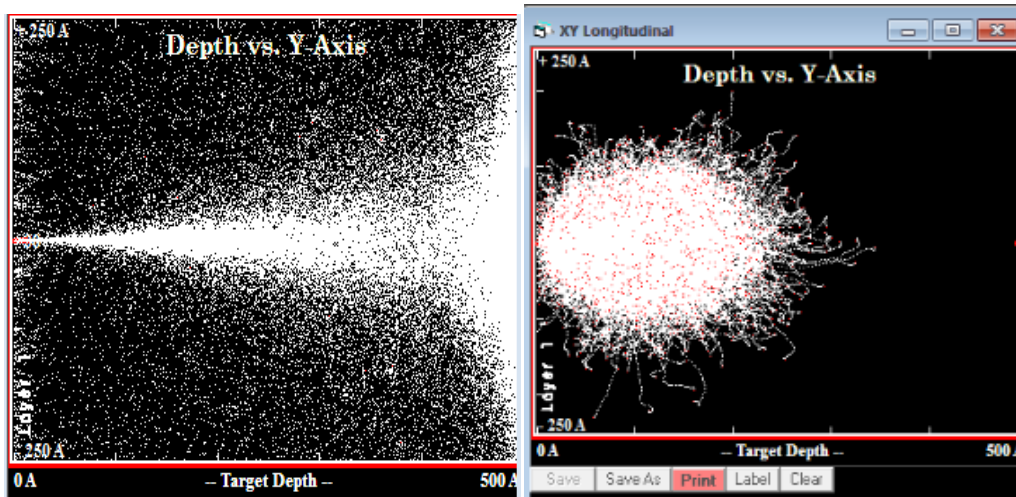
Sur la figure II.18, nous reportons les variations des paramètres de distribution des ions Kr⁺ ($R_p, \Delta R_p, \Delta R_L$) en fonction de son énergie incident. D'après cette figure on constate que les dimensions augmentent d'une manière quasi proportionnelle avec l'énergie cinétique des ions Kr⁺ et incident sur la surface du matériau In-P. Par contre le parcours projeté R_p augmente rapidement suivi par la largeur mi-hauteur.





II .13. Simulation de la distribution d'ions He++et Kr+ dans In-P :

La Figure II.19 représente la distribution à deux dimensions d'atomes à l'intérieur de la cible, une simulation provoquée par 9999 ions incidents d'He++ et Kr+ (15 keV) calculé par le logiciel SRIM2013 dans la cible de In-P. Ce profile est donné directement par l'interface du logiciel, il montre la pénétration des ions dans la cible avec une animation complète,



(A)

(B)

Figure II.19 : la distribution de 9999 ions incidents de ~~9999~~ ions incidents d'He⁺⁺ (A) et Kr⁺ (B) dans la cible In-P par le logiciel SRIM 2013

Dans la figure II.19 chaque ion est représenté par sa trajectoire (en trait blanc) et par sa position final (en point noire) pour He⁺⁺ dans la cible...(A) ;et pour Kr⁺(B) le trajectoire de l'ion (en trait blanc) et sa position (en point rouge).A partir de la figures II.14 on remarque que : La redistribution finale de tous les ions est sous la forme d'une poire centrée à une profondeur d'environ $R_p=273\text{Å}$ pour les ions de hélium (He⁺⁺) et d'environ $R_p = 128\text{Å}$ pour les ions de Krypton (Kr⁺), ce qui est en bon accord avec la littérature qui dit : Lorsqu'une particule chargée pénètre dans le matériau cible, celle-ci ralentit graduellement dans la matière par une série de collisions successives. Plus le numéro atomique de la particule sera élevé plus la cible subira de collisions (varie selon Z^2 de la cible) et plus la particule s'arrêtera rapidement dans la matière, c'est pourquoi on trouve que : $R_p(\text{He}^{++}) > R_p(\text{Kr}^+)$ (nous rappelons que : $Z(\text{He}^{++}) < Z(\text{Kr}^+)$. [$Z(\text{Kr}^+) = 36$; $Z(\text{He}^{++}) = 2$].

II.14 La Perte d'énergie par ionisation :

Le tableau (II.5 ; II.6) montre la perte d'énergie en pourcentage donnée par l'interface du logiciel SRIM 2013, il permet de diviser l'énergie des ions incidents en différents types.

Chapitre II : Simulations de l'interaction ion-matière par logiciel SRIM

SRIM-2008		
% ENERGY LOSS	Ions	Recoils
Ionization	7,28	17,20
Vacancies	0,43	3,11
Phonons	1,36	70,62

Table II.6 : Perte d'énergie en pourcentage d'ion Kr⁺ dans la cible d'In-P

La figure (II.20) décrit la perte d'énergie par ionisation en fonction de la profondeur de la cible.

Il y a deux diagrammes distincts, un pour la perte d'énergie électronique des ions incidents, et un pour la perte d'énergie des atomes cibles reculant. Le tableau II.6 qui donne la perte d'énergie en pourcentage montre que les ions incidents perdent seulement une petite quantité de leurs énergies aux électrons cibles (7.28 %), tandis que les atomes de reculs déposent 17.20% de leurs énergies, soit au total 24.48 %. Les résultats de la simulation du phénomène d'ionisation du projectile à l'intérieur de la cible In+P montre que l'énergie transférée par les atomes de recul est supérieure à l'énergie transférée par les ions projectile Kr⁺.

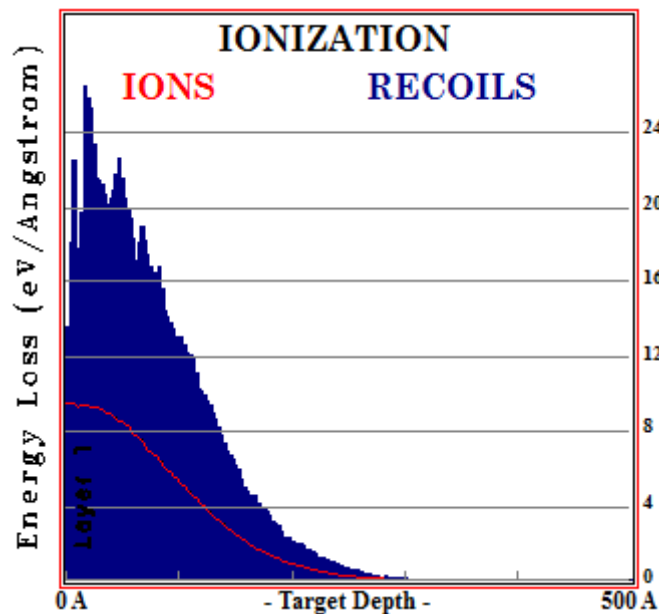


Figure II.20 : Perte d'énergie par ionisation pour les ions projectiles Kr⁺

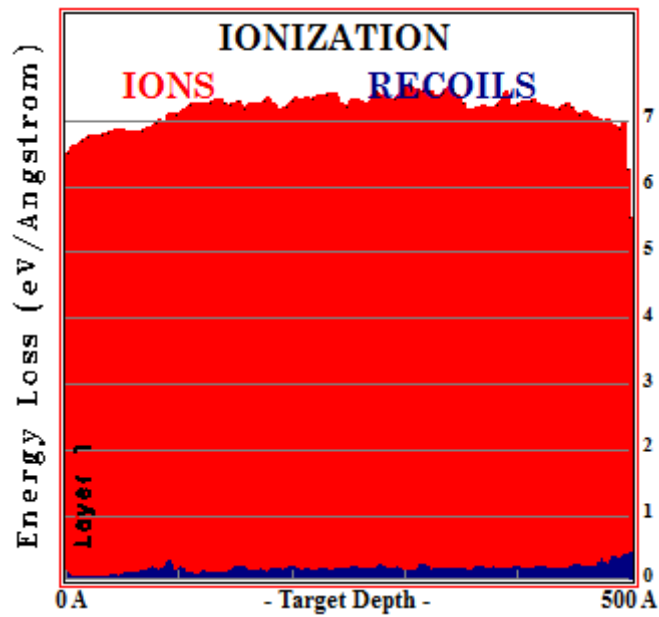
	ions	Atomes de reculs
Ionisation	77.48	2.57

Chapitre II : Simulations de l'interaction ion-matière par logiciel SRIM

Sites vacants	0.37	0.40
Phonons	3.09	16.13

Table II.7: Perte d'énergie en pourcentage d'ion He⁺⁺ dans la cible d'In-P

La figure II.21 décrit la perte d'énergie par ionisation en fonction de la profondeur de la cible. Il y a deux diagrammes différents, un pour la perte d'énergie électronique des ions incidents, et un pour la perte d'énergie des atomes cibles reculant. Le tableau II.7 qui donne la perte d'énergie en pourcentage montre que les ions incidents perdent d'énergie (77.48%) plus que l'énergie des atomes de reculs (2.57%), cela donne une perte totale 80.05%. Les résultats de la simulation du phénomène d'ionisation du projectile à l'intérieur de la cible Ge montre que l'énergie transférée par l'ion projectile He⁺⁺ est supérieur à l'énergie transférée par les atomes reculs.



La figure II.21 : Perte d'énergie par ionisation pour les ions projectiles He⁺⁺

II.15. La Perte d'énergie par phonon :

Sur la figure II.22 nous reportons la perte d'énergie par phonon sous l'effet des ions incident et portant toujours dans le cas relatif aux atomes de recul. En effet, le nombre de ces derniers est toujours plus important que le nombre d'ions incidents (He^{++} et Kr^+). Comme nous avons discuté précédemment dans l'étude de pouvoir d'arrêt, où nous avons trouvée : pour des énergies inférieures à 15Kev la cible devient sensible au ralentissement nucléaire, ce qui crée un grand nombre des atomes de recul par rapport a celles de les ions primaire, alors l'énergie perdue sous forme de phonons par les atomes de recul est supérieure à celle perdue par les ions primaires.

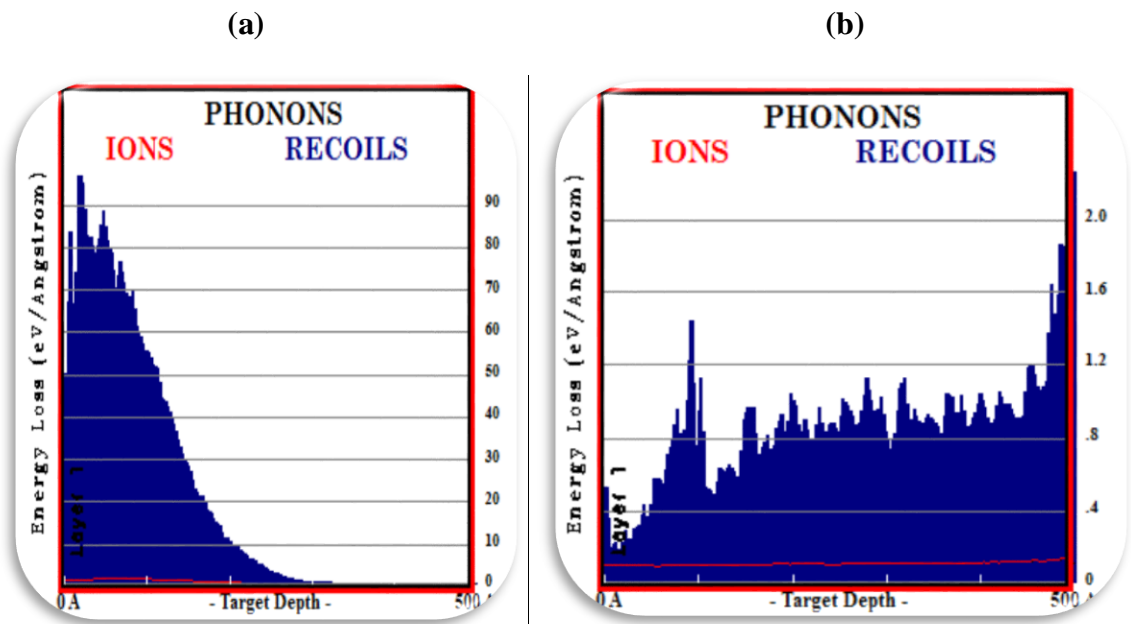


Figure II.22 : la perte d'énergie par phonon des ions Kr^+ (a) et He^{++} (b) dans la cible InP

II.16. Production des lacunes :

Sur la figure II.23 nous montrons les résultats de simulation de la production des lacunes dans la cible In-P en fonction de la profondeur, Ceci on trouve les lacunes se produit à une profondeur R_d autour de laquelle le profil est quasiment gaussien mais on peut assimiler les distributions obtenues par des lois gaussiennes centrées à une profondeur $R_d \cong 20 \text{Å}$ pour He^{++} et $R_d \cong 499 \text{Å}$ pour le Kr^+ , donc on remarque que la concentration des lacunes qui créent par Kr^+ en profondeur R_d est supérieur a celle créée par He^{++} .

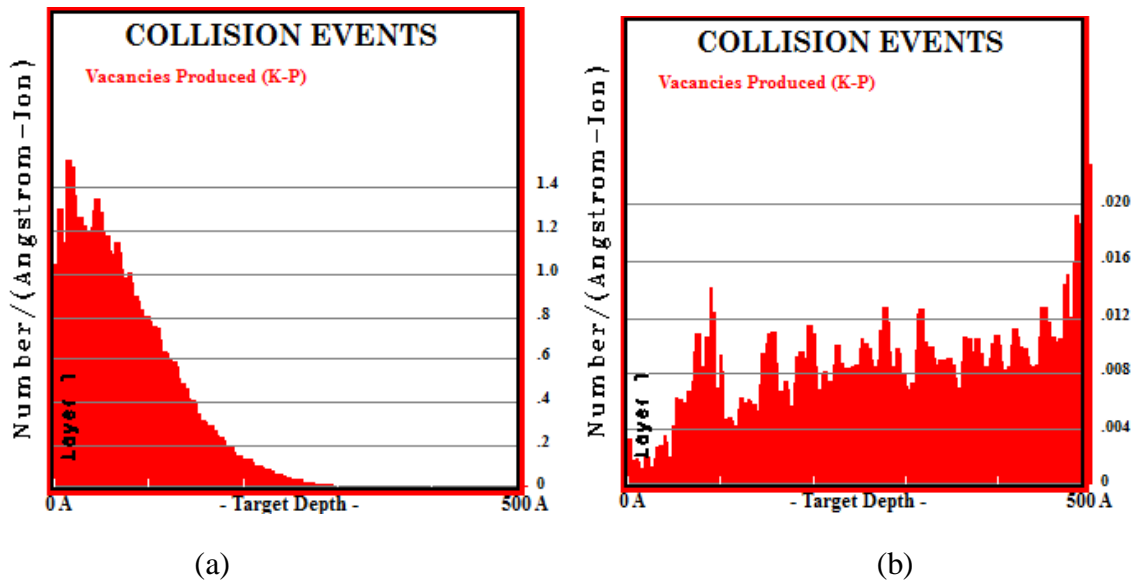


Figure II.23 : distribution des lacunes dans la cible In-P qui créent par He++(b) ; Kr+(a)

	He++		Kr+	
	Ions	Recul	Ions	Recul
Production des lacunes	0.37	0.40	0.43	3.11

Table II.8 : Production des lacunes pour chaque ion dans la cible In-P

▪ Comparaisons entre les deux cibles (Ge et In-P) :

Pour cette comparaisons on choisir l'ion de hélium He++

les paramètres de distribution	Rp	ΔR_p	Skewness (γ)	Kurtosis (β)
In-P	273	116	-0.2059	2.0190
Ge	241	119	-0.0258	2.0852

Tableau II.9: les paramètres de distribution dans Ge et In-P

Ge		In-P		
ions	Atomes de reculs	ions	Atomes de reculs	
86.55	1.80	77.48	2.57	Perte d'énergie par ionisation
0.80	10.28	3.09	16.13	Perte d'énergie par phonons
0.18	0.39	0.37	0.40	Production des lacunes

Tableau II.10 : Comparaisons entre les deux cibles (Ge et In-P)

II.17. Conclusion :

Au cours de ce chapitre, plusieurs résultats ont été obtenus par simulation en utilisant Logiciel SRIM 2013 qui est le plus utilisé actuellement par les spécialistes dans le domaine de l'implantation ionique, cette logiciel basé sur les méthodes de Monté Carlo. Les phénomènes de collision entre les ions de krypton et hélium et la cible (Ge ; In-P) amorphe ont été prédits. Les processus de perte et de transfert d'énergie ont été étudiés. Les différentes redistributions des ions (en profondeur, latérale et à trois dimensions) ont été obtenues et plusieurs paramètres ont été estimés : le parcours projeté R_p , la déviation standard ΔR_p le parcours latéral ΔR_{\perp} , etc. L'étude de la formation de défauts a également été prise en considération. Nous avons pu obtenir les différentes redistributions possibles, à savoir : la production de lacunes, le phénomène d'ionisation et la création de phonons.

Chapitre III :
Simulations de l'interaction électrons-matière par code
CASINO

Chapitre III : simulation de l'interaction Electrons-Matière par code CASINO

III.1 Introduction :

L'avancement de la théorie de l'interaction électron-matière et le développement des méthodes de simulation de type Monte Carlo a permis de trouver des réponses aux différentes questions relatives au volume d'interaction qui n'est pas facile à obtenir expérimentalement. [1].

Il existe plusieurs logiciel de simulation de cette interaction mais le plus rapide et le plus accessible sur le net est Casino sous plusieurs versions. Le logiciel casino V2.42 et V2 .64 dont l'acronyme est monte Carlo Simulation of electroN trajectory in sOlid apparait le mieux adapté à notre étude de l'interaction électron –matière. Ce logiciel nous permet d'utiliser une gamme d'énergie des électrons allant de 0 à 30 keV. Ce qui est largement suffisant pour simuler les interactions électron matière solide. Ce logiciel est applicable aux cibles massives pures ou multicouches [2].

Dans ce chapitre, nous analyserons le phénomène de transmission et de distribution des électrons dans les cibles Ge et InP, respectivement Nous décrirons les parcours théoriques des électrons dans le volume de l'échantillon. Les calculs des trajectoires et des profondeurs de pénétration des électrons primaires et rétrodiffusés sont effectués par Casino.

III.2 Présentation du logiciel Casino :

CASINO (Monte-Carlo Simulation of electroNs in sOlids) est utilisé Comme son nom l'indique, il est basé sur la méthode de Monte Carlo. Il permet de faire un calcul approximatif de la trajectoire des électrons et de donner la profondeur de pénétration maximale des électrons dans le matériau.

Le logiciel Casino, version 2.42 en deux dimensions axisymétriques, s'attache au calcul microscopique de la trajectoire d'un électron unique, interaction après interaction. Plusieurs centaines de milliers de trajectoires peuvent être calculées lors d'une simulation.

La simulation d'une trajectoire d'un électron primaire peut se séparer en trois phases: la pénétration initiale de l'électron dans la cible sans subir de déviation angulaire, puis le régime permanent de diffusion et enfin la fin de la trajectoire.

III.3 Comment créer une simulation par "CASINO" [3] :

1. Sélectionnez File / New dans le menu ou cliquez sur l'icône open.
2. Ensuite vous verrez une boîte de dialogue "Edite layer ". Pour ajouter un calque, appuyez simplement sur le bouton ADD LAYER. Vous pouvez également supprimer le calque que

Chapitre III : simulation de l'interaction Electrons-Matière par code CASINO

vous ne voulez pas en utilisant le bouton REMOVE SELECTED LAYER (voire la figure III.1).

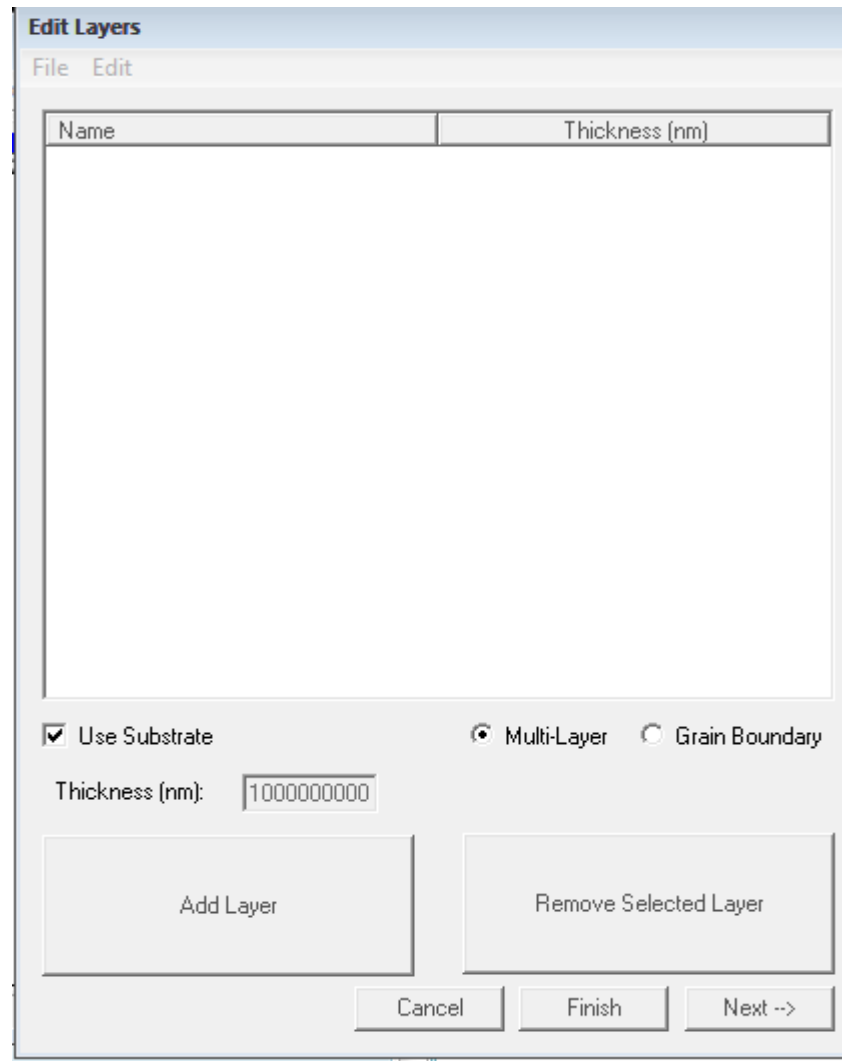


Figure III.1 : la boîte de dialogue "Edite layer " de CASINO

3. Si vous souhaitez définir la dernière couche comme un substrat, assurez-vous que la case à cocher Utiliser est cochée, Si l'échantillon est multicouche horizontal, sélectionnez MULTI-LAYER ou, s'il est composé de couches verticales, sélectionnez GRAIN BOUNDARY. L'épaisseur de ces couches peut être modifiée en cliquant simplement sur l'épaisseur actuelle et en tapant la nouvelle épaisseur.

Chapitre III : simulation de l'interaction Electrons-Matière par code CASINO

4. Double-cliquez sur la couche que vous souhaitez modifier. Une boîte de dialogue “layer chemical composition” apparaît.
 - entrer la composition chimique dans la boîte COMPOSITION EDIT BOX.
 - La densité sera calculée automatiquement à partir des fractions atomiques
 - Vous pouvez également modifier les fractions atomiques ou les fractions de poids manuellement en cliquant simplement sur la valeur que vous souhaitez modifier
 - Pour enregistrer un élément en vue d'une utilisation ultérieure, nommez-le et appuyez sur ADD TO LIBRERY (voire la figure III.2).

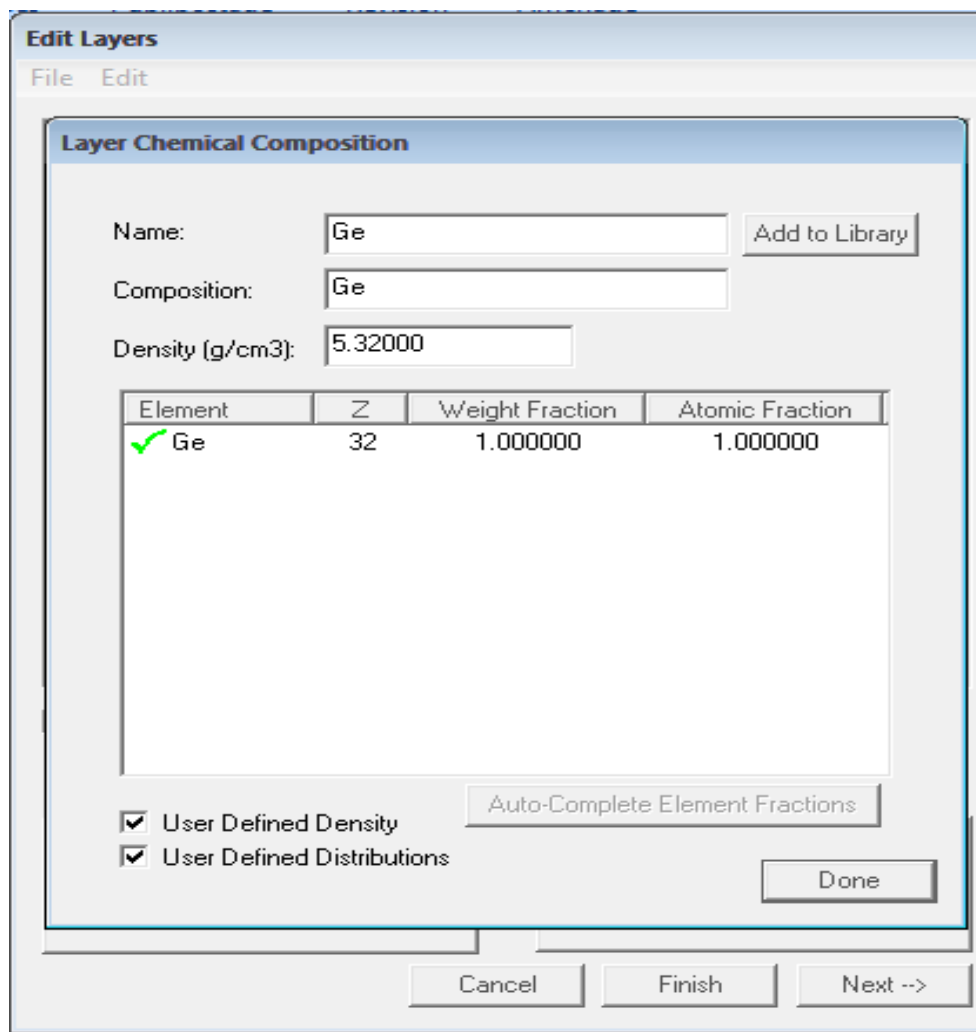


Figure III.2 : la boîte COMPOSITION EDIT BOX.

Chapitre III : simulation de l'interaction Electrons-Matière par code CASINO

Une fois terminé, appuyez sur "Next" pour passer à la boîte de dialogue suivante "MICROSCOPE AND SIMULATION PROPERTIES".

5. Configuration du "Microscope and Simulation" (voire figure III.3) :

- Tout d'abord, entrez l'énergie utilisée pour votre simulation. La première case est celle où vous définissez votre énergie de départ, la seconde est l'énergie à laquelle vous souhaitez arrêter la simulation et la troisième case indique l'étape en KeV entre chaque simulation.
- Si l'énergie de fin est inférieure ou égale à celle du départ, l'étape sera ignorée et une seule simula Deuxièmement, entrez le nombre d'électrons que vous souhaitez simuler.
- Troisièmement, les paramètres du faisceau, la première zone représente l'angle d'incidence des électrons dans l'échantillon et la seconde contient la largeur du faisceau
- Quatrièmement, définissez l'angle de votre détecteur de rayons X.
- Enfin, définissez les limites de votre analyse.
- L'échantillon est centré à 0 nm et le pas est en nanomètres. Si vous ne souhaitez pas analyser votre échantillon, décochez la case « SCAN BEAM TO CREATE AN IMAGE »
- La case FROM contient alors la position du faisceau sur l'échantillon.

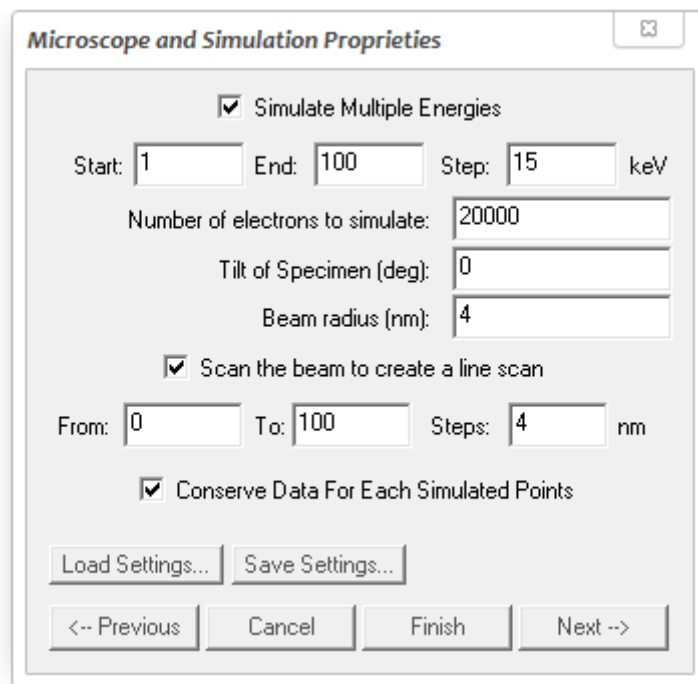


Figure III.3 : la boîte "Microscope and Simulation"

Chapitre III : simulation de l'interaction Electrons-Matière par code CASINO

6. Vous pouvez maintenant voir la boîte de dialogue «Distributions» (Figure III.4). Cochez la case pour chaque distribution que vous voulez voir après les calculs. Entrez le nombre de points que vous souhaitez attribuer à chaque distribution. Passez à l'étape suivante.

Enable	Collect data logarithmically		Min (nm)	Max (nm)
<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	1000 Distribution of Maximum depth of electrons.	auto	auto
<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	500 Distribution of the energy of backscattered electron (BE).	auto	auto
<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	500 Distribution of the energy of transmitted electron.	auto	auto
<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	500 Distribution of the surface radius of BE.	auto	auto
<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	91 Distribution of the backscattered electron angle.	auto	auto
<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	91 Distribution of the backscattered electron angle VS their energy.	auto	auto

Distribution of energy by position
X Divisions: 50 Y Divisions: 50 Z Divisions: 50
 Generate X-Ray

Max Range Parameters:
 Simulated
 Kanaya Okayama
 Hovington
 Fixed

Load Settings... Save Settings...

<-- Previous Cancel Finish Next -->

Figure III.4 : la boîte de dialogue «Distributions»

7. Voici la boîte de dialogue «options» (Figure III.5) :

Il y a quelques options d'utilisation :

- “Conserving NONE” : ne mémorisera aucune trajectoire, ce qui signifie qu’il n’y a aucun moyen de visualiser les trajectoires après qu’elles ont été calculées.
- “DISPLAYED ONLY” : ne conservera que les trajectoires affichées à l’écran. Cette option est utile si vous souhaitez afficher les trajectoires et modifier certains de leurs paramètres d’affichage.
- “ALL” : est utilisé si vous souhaitez conserver toutes les trajectoires en mémoire, afficher un écran. sélectionné pendant le calcul, mais après les calculs, il les affichera tous.
- Nombre de trajectoires d’électrons à afficher à l’écran pendant les calculs. Temps minimal entre les sauvegardes permettant de poursuivre la simulation en cas de fin accidentelle de la simulation.

Chapitre III : simulation de l'interaction Electrons-Matière par code CASINO

- L'énergie minimale, en KeV, à laquelle une trajectoire est terminée. Si coché, les trajectoires étaient affichées à intervalles réguliers pendant la simulation, sinon les premières trajectoires seraient affichées.

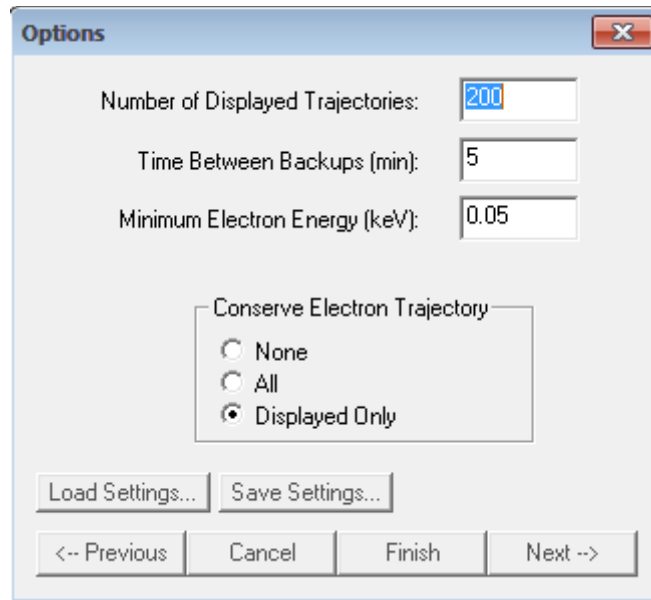


Figure III.5 : la boîte de dialogue «options»

Chapitre III : simulation de l'interaction Electrons-Matière par code CASINO

8. Voici la boîte de "Choosing Physical Models" (Figure III.6): Si vous ne savez pas quel modèle fait quoi, passez à l'étape suivante :

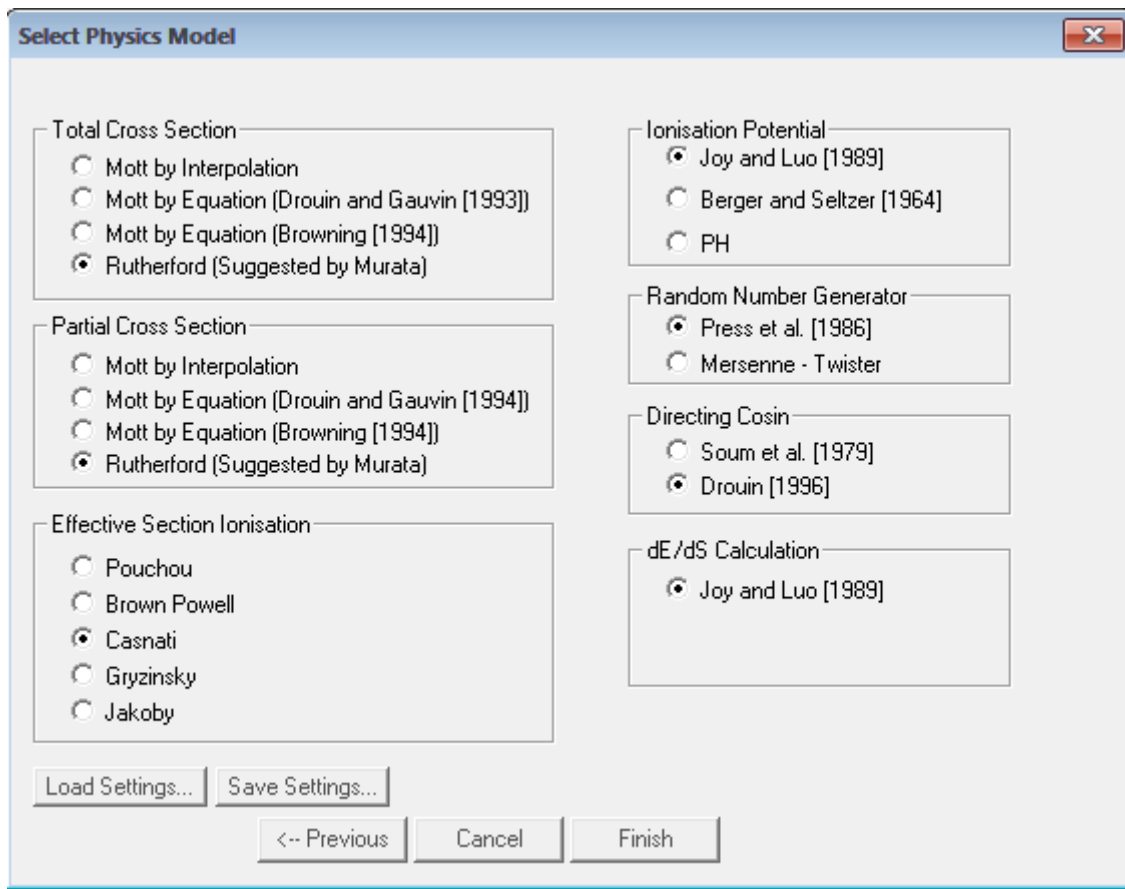


Figure III.6 : la boîte de "Choosing Physical Models"

9. Appuyez sur FINISH lorsque votre simulation est prête à être calculée et passez à l'étape suivante :

Chapitre III : simulation de l'interaction Electrons-Matière par code CASINO

10. La fin : Après avoir appuyé sur FINISH, il vous sera demandé si vous souhaitez commencer la simulation, appuyez sur YES si vous souhaitez sinon appuyer sur NO

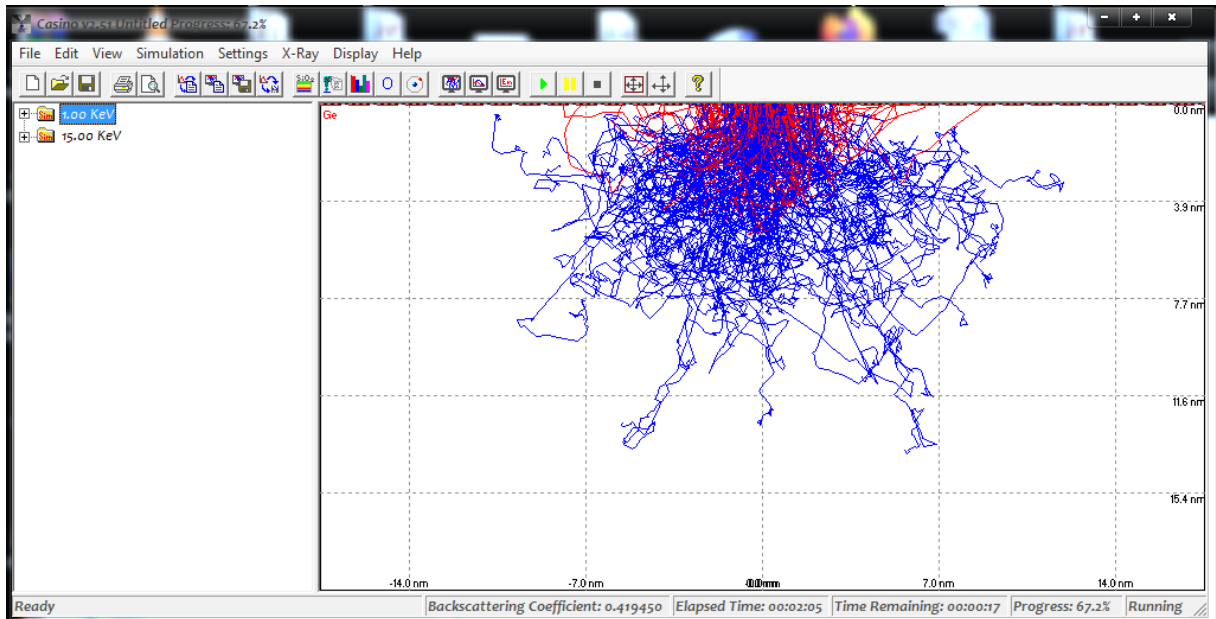


Figure III.7 : l'fin de simulation des trajectoires des électrons

III.4 Condition de simulation:

Dans notre travail, nous allons faire des calculs avec :

- ✓ 20000 électrons incidents
- ✓ L'énergie des électrons est 15 keV dans notre simulation
- ✓ Les cibles choisies sont toujours Germanium (Ge) et le phosphore d'indium (InP)
- ✓ L'angle d'incidence est 0^0 (la profondeur de pénétration de la trajectoire est maximale et le volume d'interaction est symétrique)
- ✓ L'épaisseur des cibles est 5000 nm
- ✓ Le rayon du faisceau d'électron est 4 nm
- Le choix de différents modèles physiques est effectué comme suit :
 - La section efficace différentielle élastique « mott par interpolation »
 - La section efficace totale élastique : « mott par interpolation »
 - La section efficace d'ionisation : « Castani »
 - Le potentiel d'ionisation « joy et luo »

III.5 Résultats de simulation et discussions :

III.5.1 La distribution des électrons dans les cible Ge et InP :

Une fois les données injectées et en particulier le nombre d'électron fixé (20000) comme affiché précédemment, le logiciel commence son calcul numérique et montre les trajectoires des électrons aléatoires prises par les différent électrons dans le matériau Ge et le matériau InP comme montré sur la figure III.8 et la figure III.9 respectivement.

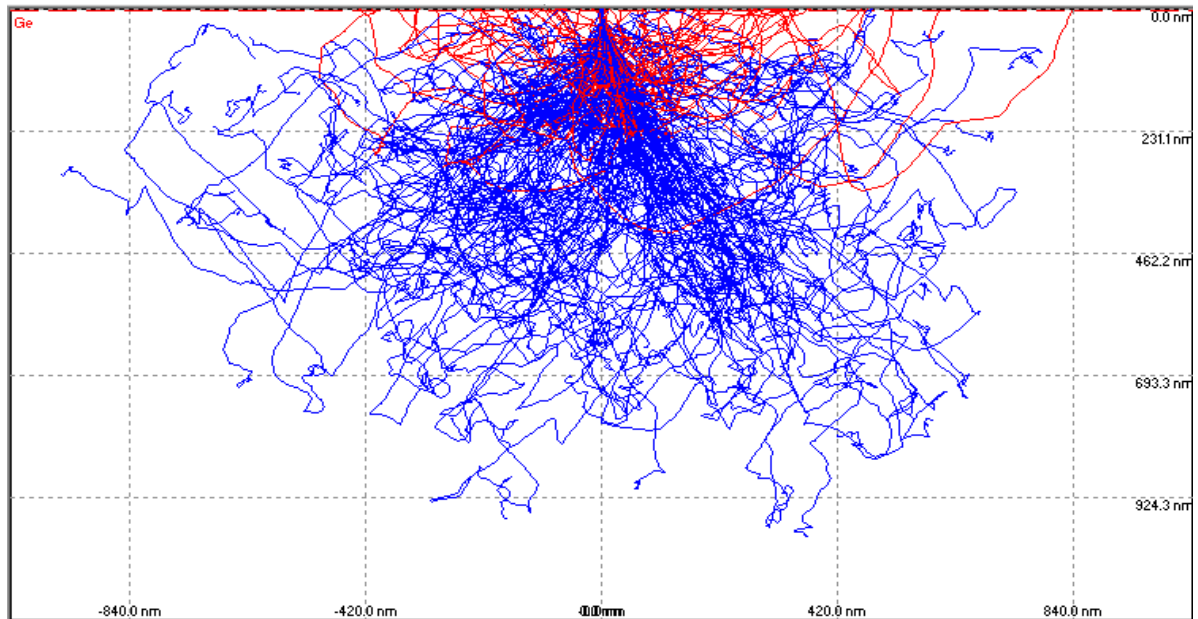


Figure III.8 : Trajectoire des électrons d'énergie 15KeV dans la cible Ge avec les données du tableau sur le calcul numérique exécuté par logiciel CASINO.

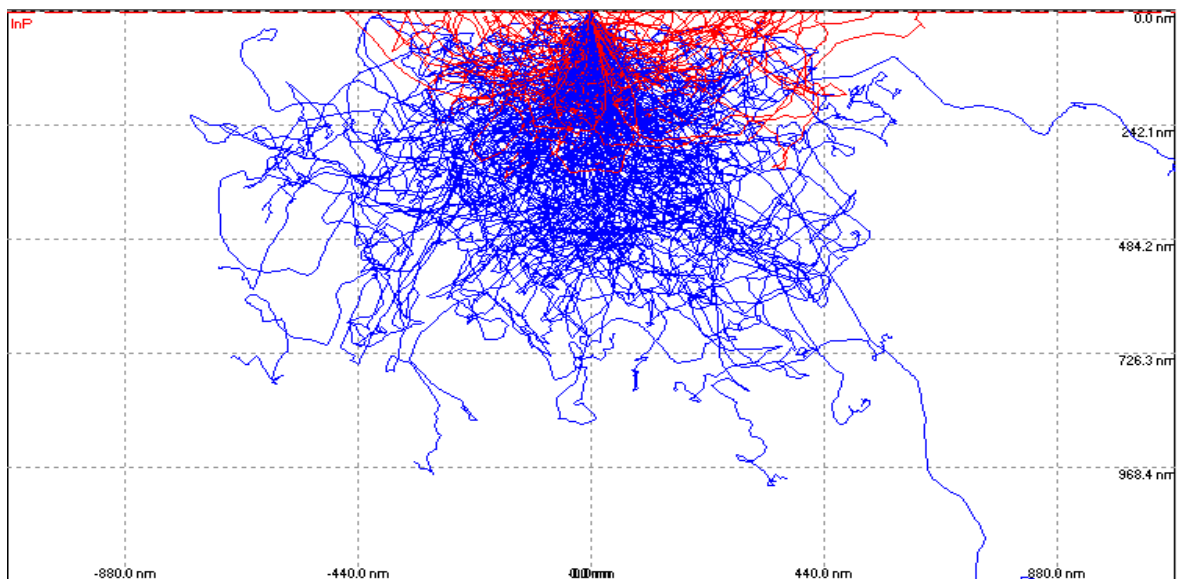


Figure III.9 : Trajectoire des électrons d'énergie 15KeV dans la cible InP avec les données du tableau sur le calcul numérique exécuté par logiciel CASINO.

Chapitre III : simulation de l'interaction Electrons-Matière par code CASINO

Not : les électrons primaires pénétrants sont en bleu et les électrons rétrodiffusés sont en rouge

D'après les figures (III.8 et III.9) on constate que :

Les trajectoires des électrons s'arrêtent à une profondeur maximale d'environ R_e (950-980) nm de la surface irradiée pour la cible de Ge par contre dans le cas d'une cible InP on trouve que la profondeur de pénétration maximale des électrons est d'environ R_e (1000-1200) nm

- Cette différence entre les volumes d'interaction du Ge et de InP est due à la différence de numéro atomique Z et la densité ρ des deux matériaux qui jouent un grand rôle dans la relation de parcours électronique comme nous avons vu au (chapitre 01)
- Les électrons pénétrant dans la cible Ge perdent leur énergie à cause des chocs successifs avec les atomes cible et s'arrêtent rapidement à une profondeur moins que celle dans la cible InP
- Plus le numéro atomique de la cible sera élevé, plus la cible subira de collisions (varie selon Z^2) et plus la particule s'arrêtera rapidement dans le cristal [4]

Pour mieux visualiser la redistribution des électrons (III.8 et III.9), nous reportons sur les deux figures (III.10 et III.11) Distribution normalisée des électrons en fonction de la profondeur pour les deux cibles Ge et InP respectivement.

Les deux figures montrent que la distribution des électrons dans les deux matériaux est gaussienne centrée à 541 nm pour Ge et à 420 nm pour InP. La pénétration maximale des électrons dans les cibles Ge et InP sont 980 nm et 1200 nm respectivement.

Chapitre III : simulation de l'interaction Electrons-Matière par code CASINO

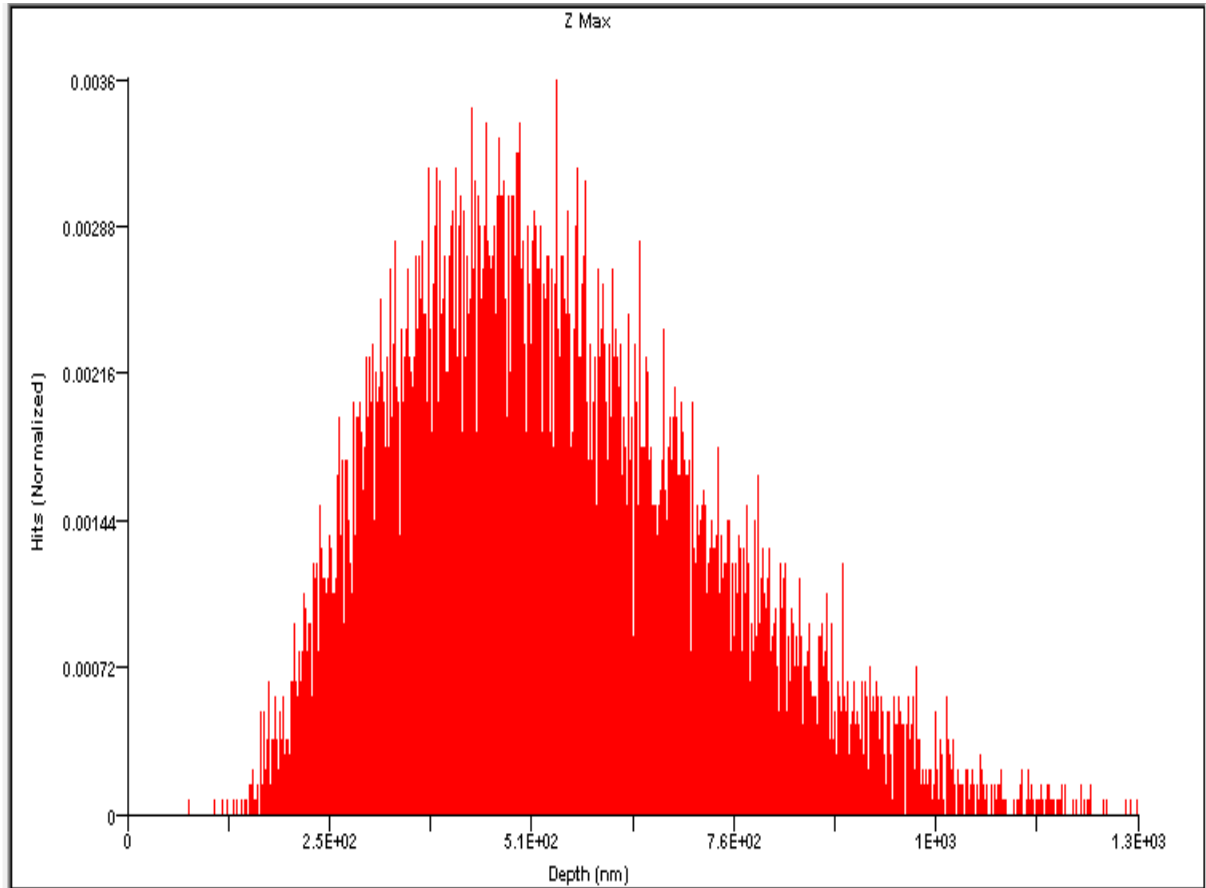


Figure III.10 : Distribution normalisée des électrons dans la cible Ge en fonction de la profondeur.

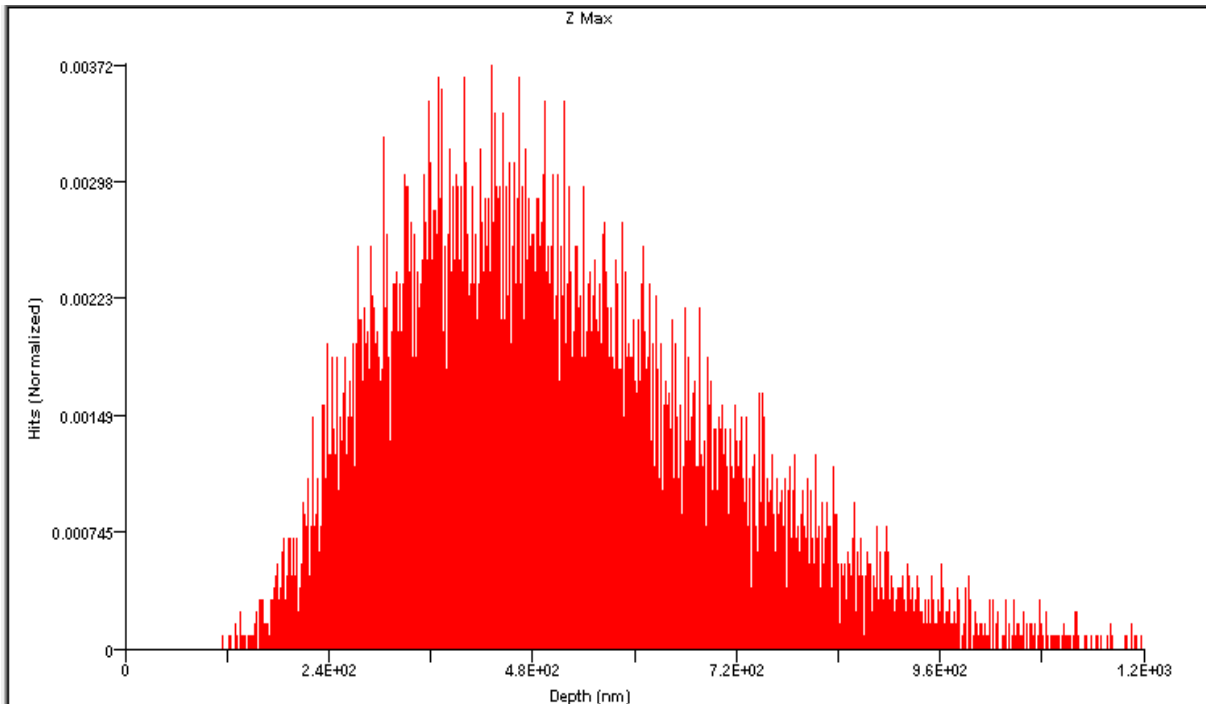


Figure III.11 : Distribution normalisée des électrons dans la cible InP en fonction de la profondeur.

Chapitre III : simulation de l'interaction Electrons-Matière par code CASINO

La figure III.12 et la figure III.13 montre la répartition en pourcentage des électrons bombardant la surface des cibles Ge et InP respectivement à une incidence normale. Cette répartition formé la poire d'interaction rayonnement électronique –matière. A L'énergie de 15 keV représentant l'énergie cinétique du faisceau d'électrons, on voit que les majeures parties de ces électrons sont localisés sur les profonduer près de la suface du matériaux en particulier pour Ge, où les électrons pénètrent dans la cible à une profondeur inférieure à celle du InP.

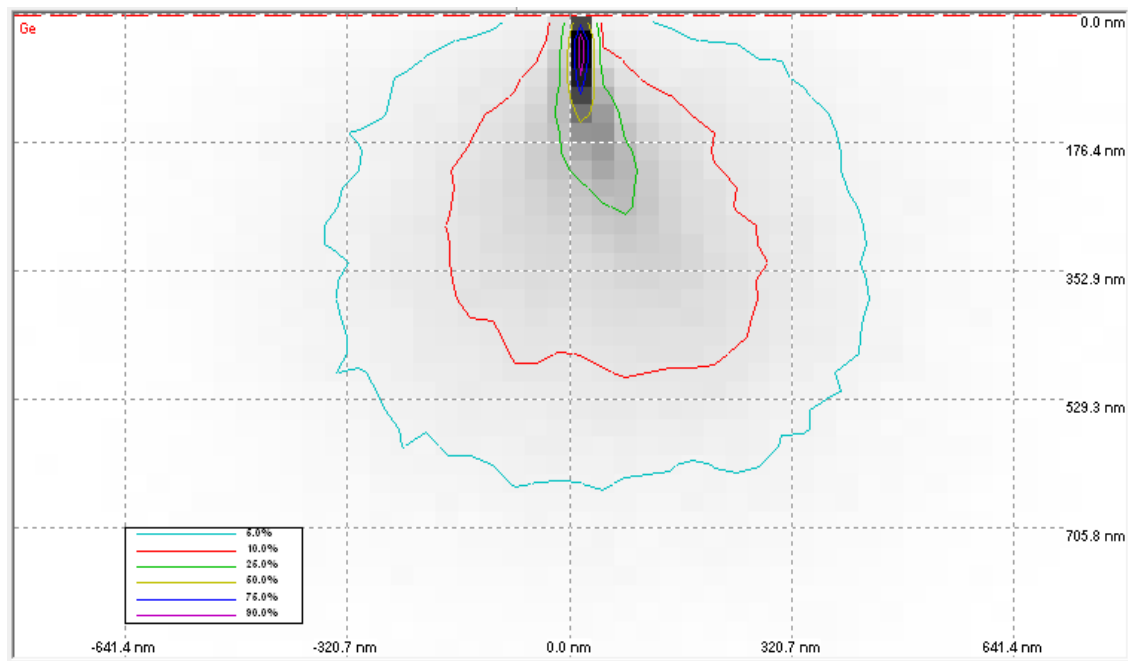


Figure III.12 : Répartition des électrons dans la poire d'interaction électrons-matière
Pour Ge.

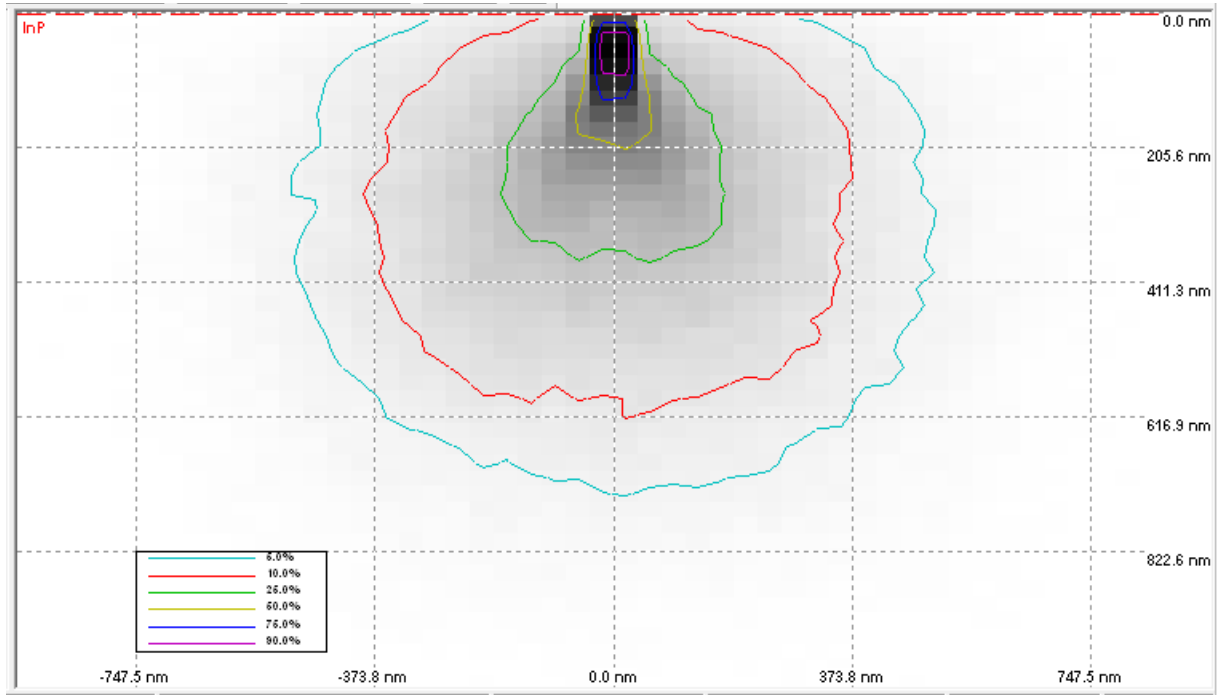


Figure III.13 : Répartition des électrons dans la poire d'interaction électrons-matière Pour InP.

III.5.2 La distribution des électrons rétrodiffusés :

Le bombardement d'un semi-conducteur par un faisceau d'électrons donne naissance à divers phénomènes. D'un point de vue global on peut les diviser en deux volets, des dispersions élastiques et d'autres inélastiques [5]. La diffusion ou la dispersion élastique des électrons par les atomes donne naissance à des électrons rétrodiffusés, où les électrons changent de direction sans que leur énergie change.

Logiciel Casino 2.51 permet de simulé la Distribution normalisé des électrons rétrodiffusés en profondeur des cibles Ge et InP Comme décrit ci-dessous sur les figure III.14 et III.15 respectivement D'après ces figures :

- Pour la cible Ge :
 - ✓ la distribution des électrons rétrodiffusés est quasi-gaussien centré a une profondeur environ de 150 nm
 - ✓ les électrons rétrodiffusés sont positionné à une profondeur maximale environ de 510 nm
- Pour la cible InP :
 - ✓ la distribution des électrons rétrodiffusés est quasi-gaussien centré a une profondeur environ de 180 nm
 - ✓ les électrons rétrodiffusés sont positionné à une profondeur maximale environ de 480 nm

Chapitre III : simulation de l'interaction Electrons-Matière par code CASINO

- ✓ À partir des résultats obtenus ci-dessus et des figures suivant on déduit qu'une partie des électrons primaires qui pénètrent dans la cible perdent son énergie cinétique à cause des collisions élastique avec la cible qui donne naissance à des électrons rétrodiffusés
- ✓ La concentration des électrons rétrodiffusés dans la cible InP est plus grande que celle à la cible Ge

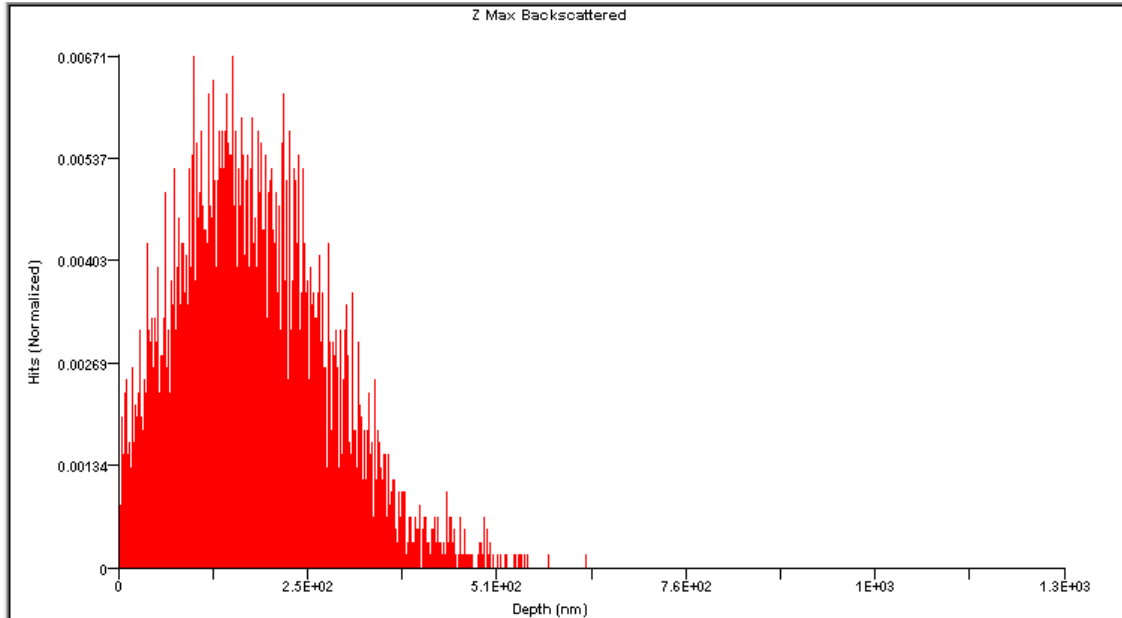


Figure III.14 : Distribution normalisée des électrons rétrodiffusés dans la cible Ge en fonction de la profondeur.

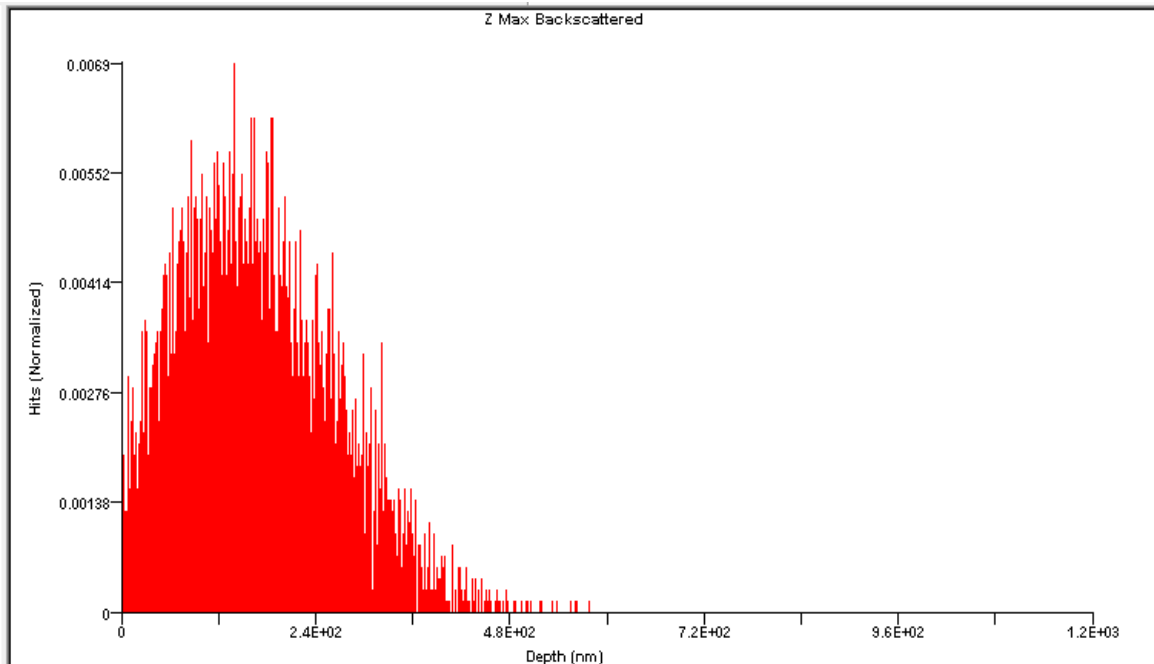
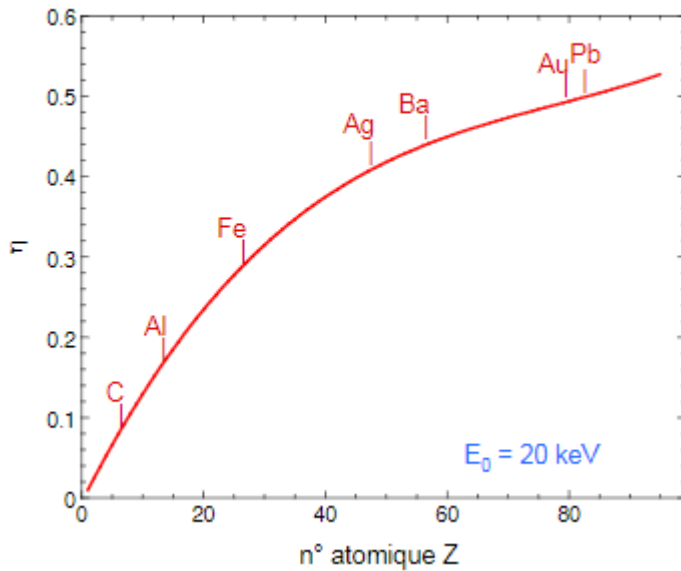


Figure III.15 : Distribution normalisée des électrons rétrodiffusés dans la cible InP en fonction de la profondeur.

Chapitre III : simulation de l'interaction Electrons-Matière par code CASINO

- Les coefficients de rétrodiffusion η des électrons pour les deux cible Ge et InP sont : 0.305400 et 0.466150 respectivement ce qui est en bon accord avec le résultat expérimental du littérature (voire figure III.16)



Le coefficient de rétrodiffusion augmente avec le numéro atomique

Figure III.16 : Variation du coefficient de rétrodiffusion en fonction du numéro atomique Z [6]

III.5.3 Phénomène de Cathodoluminescence (CL) :

Dans certains matériaux tels que les semi conducteurs et isolants, le faisceau d'électrons Peut produire des photons qui sont émis par l'échantillon. Les électrons du faisceau peuvent Exciter un électron de la bande de valence à la bande de conduction, générant ainsi un trou dans la bande de valence. Dépendant du type de semi conducteur ou isolant, un photon peut être émis quand un électron excité de la bande de conduction se recombine avec un trou dans la bande de valence. L'énergie du photon est déterminée par l'énergie séparant la bande de valence et la bande de conduction du matériau. Ainsi, les photons émis sont typiquement dans la gamme du spectre allant de l'infrarouge aux ultra-violets. La technique de cathodoluminescence est basée sur l'analyse de ces photons. Cette technique est utilisée pour caractériser des défauts et des propriétés électriques dans des semi conducteurs. (Figure III. 17).

Chapitre III : simulation de l'interaction Electrons-Matière par code CASINO

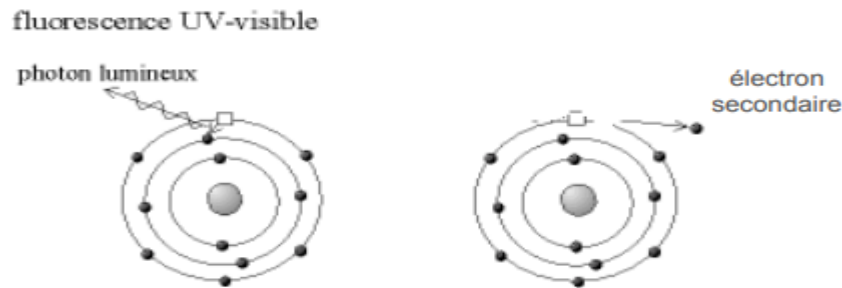


Figure III.17 : les phénomènes de Cathodoluminescence [7]

Sur les Figure (III.18 et III.19) on montre l'existence des rayons CL (%) émis en fonction de la profondeur pour les deux matériaux Ge et InP respectivement.

D'après les deux figure on constat que :

- ❖ Pour la cible Ge : la distribution des photons émis par les atomes de cible est gaussien centré a une profondeur 190 nm qui corresponde au une proportion maximale d'intensité (4.5%)
- ❖ Pour la cible InP : la distribution des photons émis par les atomes de cible est gaussien centré a une profondeur 170 nm qui corresponde au une proportion maximale d'intensité (4.7 %)
- ✓ La différence des intensités émis des photons CL dans InP et Ge est due a la différence de l'énergie de gap E_g talque : $E_g(\text{InP}) > E_g(\text{Ge})$, mais la distribution des intensités de ces photons en profondeur est plus grande pour Ge car l'électron pénètre plus profondément dans cette cible que InP

Chapitre III : simulation de l'interaction Electrons-Matière par code CASINO

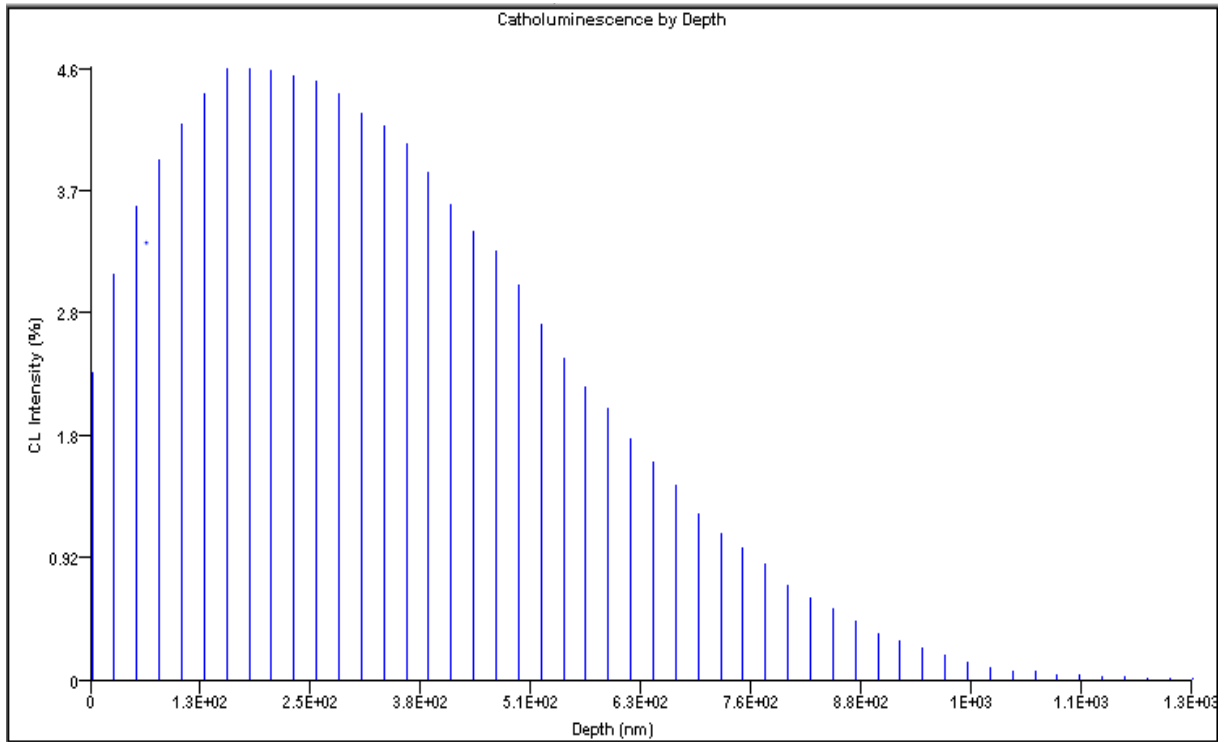


Figure III.18 : les variations de l'intensité CL (%) émis par Ge en fonction de la profondeur

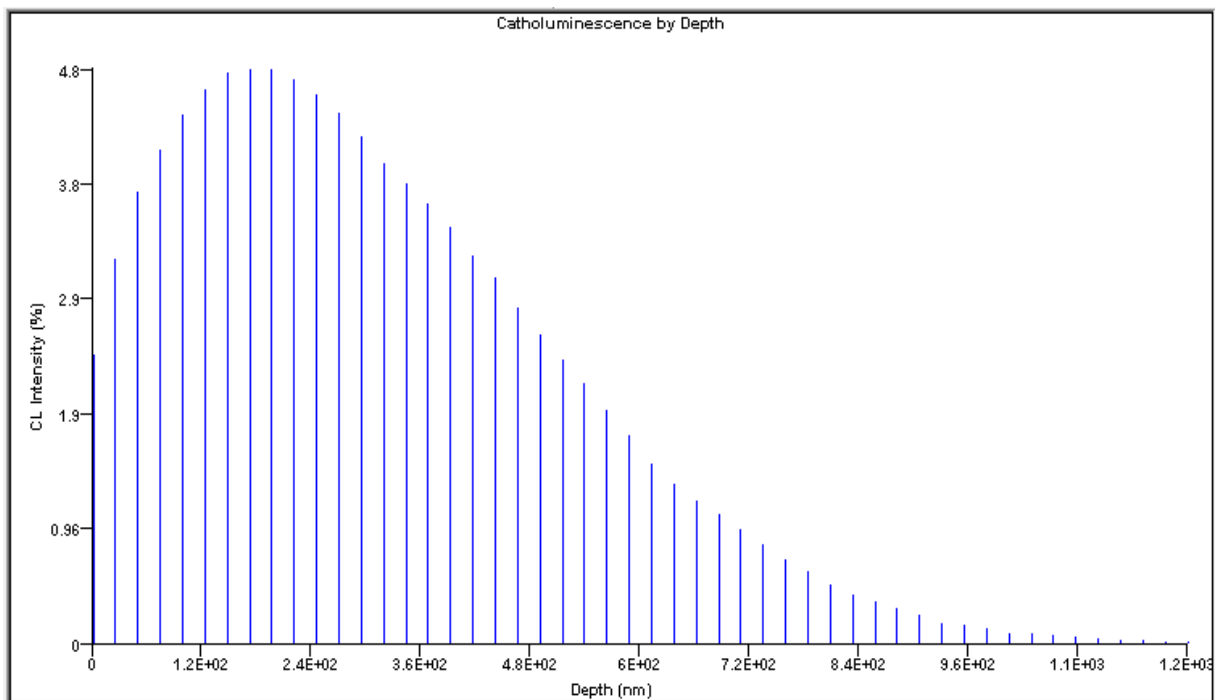


Figure III.19 : les variations de l'intensité CL (%) émis par InP en fonction de la profondeur

Chapitre III : simulation de l'interaction Electrons-Matière par code CASINO

III.5.4 Production de RX par les électrons sur la surface de l'échantillon :

Un électron ayant une énergie cinétique initiale E_0 qui heurte (interagit avec) un des atomes de la cible. L'électron peut perdre une énergie à E , qui peut se traduire par l'émission d'un photon de rayon X qui rayonne à partir du site de la collision. (Il y a très peu d'énergie transférée au recul de l'atome en raison de la masse relativement élevée de ce dernier, on peut donc la négliger) ce spectre continu de rayons X est appelé le rayonnement de freinage (figure III.20).

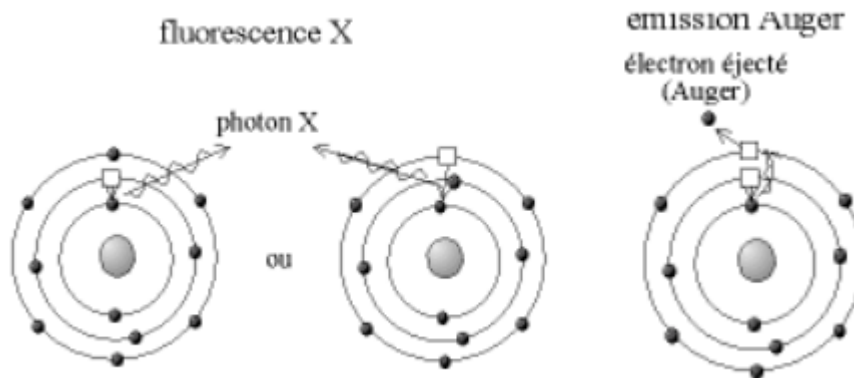


Figure 20 : les phénomènes liés à l'émission des rayons X [8]

Apparemment dans le logiciel Casino V2.42 on utilise une terminologie non uniforme pour décrire la génération et l'émission des rayons X. Les rayons X générés qui ne s'échappent pas de l'échantillon (normalement appelés générés) sont appelés "**Non-absorbed**", et les rayons X qui s'échappent de l'échantillon et atteignent le détecteur (normalement appelés détectés ou émis) sont appelés "**Absorbed**".

Sur les figures (III.21 et III.22 et III.23) Nous avons relevé les variations des intensités "**absorbed**" et "**non absorbées**" des rayons X produits par le faisceau des électrons tombant sur les deux matériaux Ge et InP à une énergie cinétique 15 KeV et émis par chacun des trois atomes constituant à savoir le Germanium Ge ; Indium In et phosphore P en fonction de la profondeur de pénétration.

Chapitre III : simulation de l'interaction Electrons-Matière par code CASINO

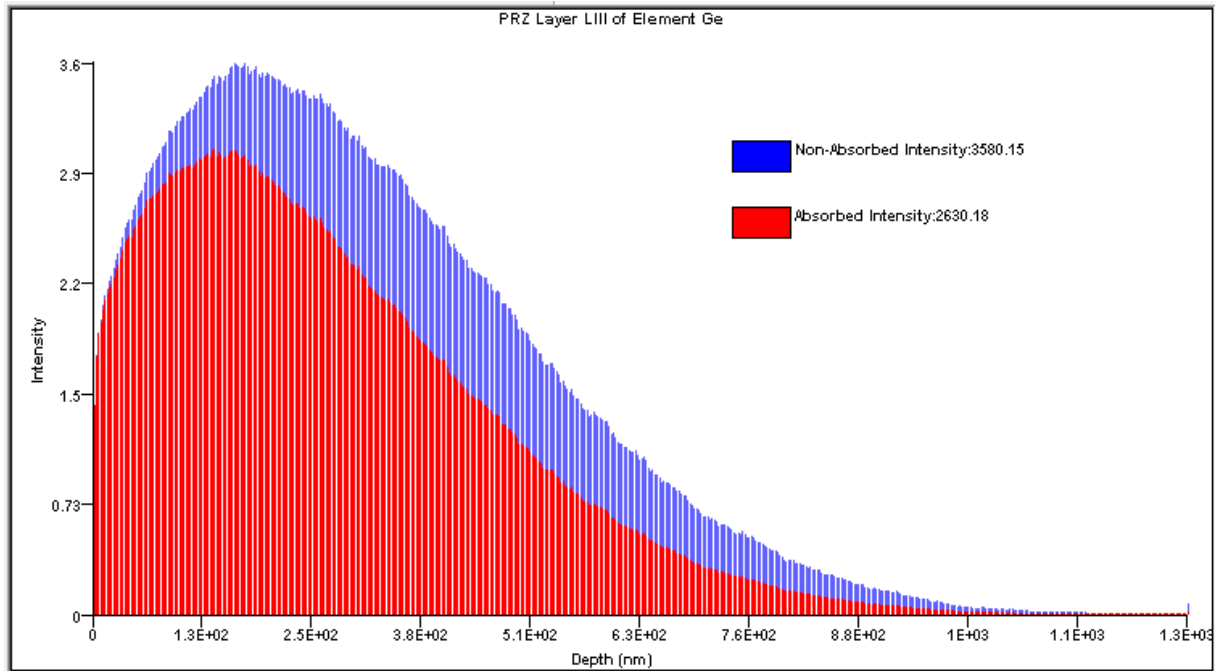


Figure III.21 : variation des intensités RX émis par l'atome de Germanium Ge

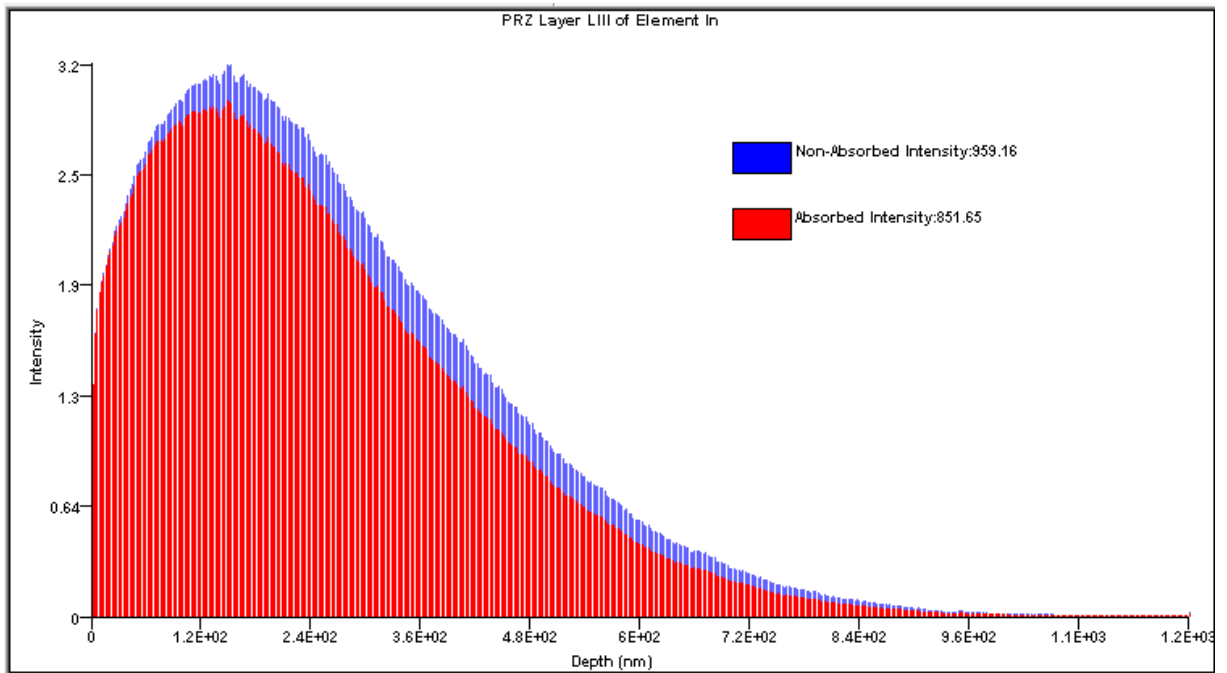


Figure III.22 : variation des intensités RX émis par l'atome d'indium In

Chapitre III : simulation de l'interaction Electrons-Matière par code CASINO

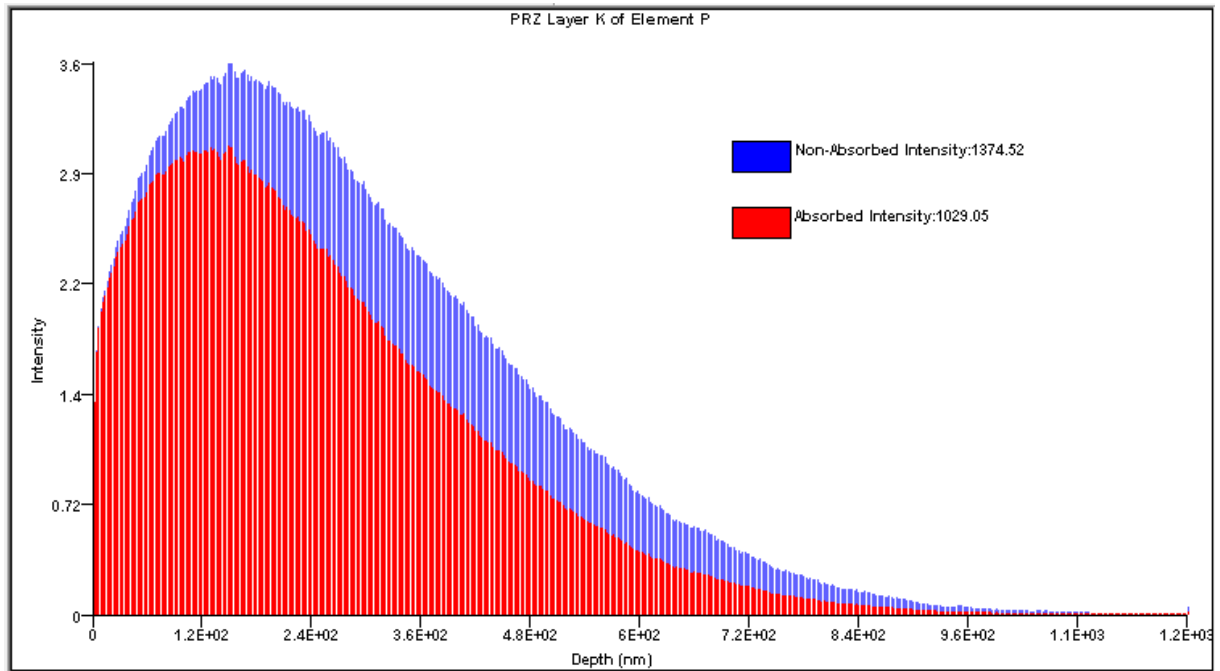


Figure III.23 : variation des intensités RX émises par l'atome de Phosphore P

➤ Analyse et discussion :

D'après les figures précédentes on trouve que la fonction de distribution en profondeur des rayons X qui est gaussienne pour les trois atomes (Ge-In-P) sachant que les intensités maximales de ce rayons est situé a des profondeurs des collisions successives maximales :

- Pour Ge : 150 nm
- Pour In : 150 nm
- Pour P : 130 nm

les électrons incident va interagir avec les électrons orbitales des atomes qui situées dans les niveau de cœur , cette interaction provoque l'éjection de ce dernier hors de l'atome (ionisation), Une lacune apparaît sur le niveau interne et l'atome se trouve dans un état excité, Il revient à un état d'équilibre par le déplacement d'un électron d'un niveau moins énergétique vers le niveau instable, Cette désexcitation s'accompagne d'une perte d'énergie égale à la différence d'énergie des deux niveaux mis en jeu. Cette libération d'énergie s'accompagne de l'émission d'un photon X dont l'énergie est caractéristique de l'atome ionisé.

L'énergie de 15 KeV peut arracher la série K de l'élément P mais insuffisant pour arrache le même série pour les éléments Ge et In, c'est pour ca on trouve que les électrons arrachant pour les deux derniers éléments sont les électrons de la série L_{III} puisque l'énergie minimale

Chapitre III : simulation de l'interaction Electrons-Matière par code CASINO

pour arraché les série dans chaque élément augment par l'augmentation de numéro atomique de même élément

Comme les électrons incidents (15 KeV) peuvent arracher les électrons de la couche K pour l'atome P et de la couche L pour les atomes Ge et In, c'est-à-dire l'intégrale de la fonction de distribution des rayons X en profondeur est plus grand pour la cible P, parce que la transition des électrons de la couche externe vers la couche K provoqué l'émission d'une grande quantité des rayonnements par contre la transition électronique entre les couche externe et la couche L va produire des rayonnements X en profondeur avec faible quantité par rapport a l'autre transition (vers la couche K).

III.6 Conclusion :

Dans ce chapitre III ; il a été question de faire le point sur les interactions d'un faisceau d'électrons avec les matériaux choisi tel que Ge et InP, nous enregistrons les différentes courbes des diffèrent phénomènes résultant (distribution et émission) par CASINO lors de son interaction avec le faisceau des électrons incidents et Nous avons constat que Ce processus de simulation réalisé avec le logiciel Casino répond au mieux à la théorie et aux résultats expérimentaux sur les rayonnements X et les effet des nombre atomique ou bien la densité des cible sur les phénomènes obtenus .

Conclusion générale :

Le travail présenté dans le cadre de ce mémoire porte sur l'étude de simulation de l'interaction simulante l'interaction des électrons et l'interaction des ions avec la matière (Kr^+ et He^{++}) dans la cible amorphe (Ge et In-P). La modélisation a été réalisée en utilisant le logiciel SRIM 2013 et CASINO déjà décrit dans le chapitre (II ; III).

Ces deux logiciels utilisent la méthode de Monte Carlo qui est un puissant outil mathématique permettant de résoudre beaucoup de problèmes liés aux phénomènes aléatoires comme les trajectoires des ions et des électrons dans la matrice solide de certains semi-conducteurs étudiés dans le présent mémoire.

Les techniques de simulation des électrons et des ions bombardant une surface des matériaux est connue expérimentalement soit dans les MEB en tant que microscopie électronique ou dans le nettoyage des surfaces par les ions argon comme c'est le cas pour la majorité des échantillons semi-conducteurs avant de les introduire dans la chambre d'analyse pour les caractériser avec les techniques spectroscopiques.

Ce travail nous a permis aussi de comprendre beaucoup de phénomènes physiques et leur théorie et nous a donné un aperçu sur les applications des cours que j'ai appris auprès de mes enseignants de la physique théorique. Les trois chapitres traités dans ce mémoire nous donnent une idée claire sur la recherche scientifique et en particulier celle relative à la simulation des phénomènes physiques en relation étroite avec la physique théorique.

Résumé

La méthode de Monte Carlo est un outil efficace pour la simulation des trajectoires aléatoires des ions et des électrons lors des bombardements de la surface de composés semi-conducteurs par des faisceaux d'ions ou d'électrons. Après un rappel théorique décrivant la technique de Monte Carlo relative au bombardement ionique et électronique, on a utilisé des logiciels SRIM et CASINO pour simuler respectivement l'interaction ions avec la matière et l'interaction des électrons avec matière. Les résultats obtenus sont donnés sous formes de tableaux et sous formes de courbes relatant les différents phénomènes liés au pouvoir d'arrêt, la distance parcourue des ions dans la matière et les effets de génération de rayon X par les faisceaux des électrons. Les résultats sont comparés avec ceux de l'utilisation des microscopes MEB et du dopage des matériaux semi-conducteurs pour la fabrication des composants électroniques et optoélectronique

Abstract:

The Monte Carlo method is an effective tool for the simulation of random trajectories of ions and electrons when the surface of semi-conductor compound were submitted to ions and electron beams bombardment. After a theoretical reminder describing the Monte Carlo technique on the ion and electron bombardment, we use SRIM and Casino program to simulate the interaction respectively with ions in matter and with electron in matter. The results are given as tables and as curves relating the different phenomena related to stopping powers, the distance of ions in matter and the generating of RX effects by electrons beam. The results were compared with TEM microscopy and doping of materials for the manufacturing of electronic and optoelectronic devises.

ملخص :

طريقة مونتي كارلو هو أداة فعالة لمحاكاة مسارات عشوائية من الايونات والالكترونات في قذف سطح مركبات أشباه النوافل بواسطة حزمة من الأشعة الأيونية او الالكترونوية.بعد تذكير نظري يصف تقنية مونتي كارلو على قذف الايونات والالكترونات قمنا باستخدام برنامج(نقل وجمع الايونات والمادة) (مونتي كارلو محاكاة مسار الإلكترون في المواد الصلبة)لمحاكاة التفاعل مع المادة على التوالي لمحاكاة التفاعل الايونات مع المادة وتفاعل الالكترونات مع المادة والنتائج التي تم الحصول عليها في جداول ومنحنيات كما قمنا بسرد الظواهر المختلفة المتعلقة بالسلطة المطلقة المسافة بين الايونات والمادة واثار الأشعة اكس واسطة حزمة من الأشعة الالكترونوية تتم مقارنة النتائج باستخدام المجاهر وتنشط المواد أشباه النوافل لصناعة المكونات الالكترونية والضوئية.

Références bibliographique de chapitre I :

- [1] J. L. Thobel, Thèse d'habilitation à diriger des recherches en Sciences Physique, Université de Lille (2000).
- [2] S. Galdin, Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay(1992).
- [3] J. H. Curtiss et al, Monté Carlo méthode, National Bureau of Standards Applied Mathematics, 12 (1951) 32.
- [4] J. F. Gibbons, Proc. Of the IEEE, 60 (1972) 1062-1080.
- [5] J. Kelvin, Ninetieth century clouds over the dynamical theory of heat and light, Phil-Mag. 2 (1901) 1.
- [6] W. Waynant and M. N. Ediger. "Electro-Optics Handbook". (McGraw-Hill, N. Y, 2000).
- [7] M. Fox. "Optical properties of solids". (Oxford, Oxford, 2001).
- [8] B. K. Ridley, J.Appl. Phys. 48 (1977) 2.
- [9] J. R. Chelikowsky, Ml Cohen, Phys. Rev. B 14 (1976) 556.
- [10] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY "Radiation oncology physics: a handbook for teachers and students", ISBN 92-0-107304-6 (Vienna, 2005).
- [11] ERVIN. B.PODGORSK "Radiation Physics for Medical Physicists". Edition: Springer, 2ème édition (2010), ISBN 978-3-642-00874-0.
- [12] Lassila-Perni K et Urban L. Energy loss in thin layers in GEANT. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and associated Equipment, 1995, vol.362, no2-3,
- Fabien COURTINE. Etalonnage d'un spectromètre gamma en vue de la mesure de la radioactivité naturelle .Mesures expérimentales et modélisation par techniques de Monte-Carlo.2007. Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal.
- [13] W.R.Leo. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Springerverlag, Berlin, 1994.
- M.Benjamin BRAUNN. La fragmentation du ^{12}C à 95 MeV par nucléon appliquée au domaine de la hadron thérapie- Etude expérimentale et simulations sur cibles épaisses de PMMA-2006.Thèse de Doctorat, Université de GAEN BASSE- NORMANDIE.
- [14] DANIEL BLANC GUY PORTAL JEAN BARTHE "Les rayonnements ionisants : détection, dosimétrie, spectrométrie" édition Dunod.
- [15] CHRISTINE JIMONET ET HENRI METIVIER.
- [16] J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff and P.V. Thomsen, Mat. Fys. Medd. Dan.Vid. Selsk. 3, 10 (1963)
- [17] P. -N. Favennec, L'implantation ionique - pour la microélectroniqueet

l'optique, Edt MASSON, 1993

[18] J.F.Gibbons, W.S.Myloie, "projected Range Statistics-Semiconductor and Related Materials", Stroudburg (PA), Dowden, Hutchinson and Ross Publisher, p.402,(1975).

[19] W.K.Hofker, D.P.Osthoek, N.J.Koeman et al, Radiation Effects, 24, p.223,(1975).

[20] J. Lindhard, "Slowing-Down of Ions", Proc. Royal Society of London, 1969, Vol.311, pp.11-19.

[21] w.Blum, L.Rolandi, Particule detection with drift chambers, Springer-Verlag 1993.

[22] A. Bensaada, Technologie des Semi-conducteurs, Office des Publications Universitaires, Alger, (1994).

[23] <http://www.ion-beam-services.com>

[24]. Lindhard, Scharff, Schiott, Range Concepts and Heavy Ion Ranges, Mat. Fys. Medd., 33, (1963).

[25]. Lindhard, scharff, Energy Dissipation by Ions in the keV Region, Phy. Rev., 124(1), (1961), p. 128.

[26] . S. Wolf, R.N. Tauber, Laser Microfabrication, edited by Lattice Press, (1986).

[27] . L. Ottaviani, "Réalisation de Jonctions pn dans le Carbure de Silicium 6H par Implantation Ionique d'Aluminium", Thèse de doctorat, Lyon, (1999).

[28] . P.N. Favennec, L'Implantation Ionique pour la Microélectronique et l'Optique, Collection

[29] A. Baudrant, "Silicon Technologies: Ion Implantation and Thermal Treatment", ISTE Ltd, London, (2011).

Références bibliographique de chapitre II :

[1] J. Kelvin, *Ninetieth century clouds over the dynamical theory of heat and light*, Phil-Mag. 2 (1901) 1.

[2] J. Lindard, M. Scharff, H.E. Schiff and K. Dan, Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd. 33 (1963) 1-39.

[3] N. Belabed, Thèse de Magister, Université Mentouri de Constantine, Algérie

- [4] M. Ledra, Thèse de Magister, Université de Constantine, Algérie (1995).
- [5] F. Ziegler, J.P. Beirsack, U. Littman, 1985, The Stopping and Range of Ion in Solids, Pergamon Press, New York, version 2013
- [6] K. Antoshchenkova, Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, Paris (2010).
- [7] J. F. Ziegler, J. Biersack, and U. Littmark, _The stopping and range of ions in matter, vol. 1, 1, Pergamon Press, New York, 1985
- [8] J. Ziegler, J. Biersack, and M. Ziegler, _Srim_ the stopping and range of ions in matter, ion implantation press_, 2008
- [9] H. Faik-Etienne, Étude de l'implantation ionique dans les miroirs multicouches Mo/Si : application aux optiques diffractives, Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, 2005
- [10] Lindhard, Scharff, Schiott, Range Concepts and Heavy Ion Ranges, Mat. Fys. Medd., 33, (1963).
- [11] Lindhard, scharff, Energy Dissipation by Ions in the keV Region, Phy. Rev., 124(1), (1961), p. 128.
- [12] M.B. Lazar, "Etude du Dopage par Implantation Ionique d'Aluminium dans le Carbure de Silicium pour la Réalisation de Composants de Puissance", Thèse de doctorat, Lyon, (2002).
- [13] Profile Code, version 3.18, Implant Science Corporation, (1991).
- [14] F.Z. Sator «Application de la spectroscopie de photoacoustique dans l'analyse des propriétés optiques des effets d'implantation de Ne⁺ et de Xe⁺ dans CuInSe₂», thèse de doctorat, université Ferhat Abbas–Sétif, Algérie, 2012.
- [15] K. Esmark, H. Gossner, W. Stadler, "Advanced Simulation Methods for ESD Protection Development", Elsevier.Ltd,(2003).
- [16] H. F. Etienne, "étude de l'implantation ionique dans les miroirs multi-couches Mo/Si : applications aux optiques diffractives", thèse de l'institut national des sciences appliquées, Toulouse, (2005).
- [17] P. N. Favennec, "L'Implantation Ionique pour la Microélectronique et l'Optique", Collection Technique et Scientifique des Télécommunications, ENST, Ed. Masson, Paris, (1993).
- [18] O. Manasreh, "III-Nitride Semiconductors: Electrical, Structural and Defects Properties", Elsevier Science B.V, Netherlands, (2000).
- [19] M. D. McCluskey, E. E. Haller, "Dopants and Defects in Semiconductors", Taylor & Francis Group, LLC, London, (2012).

Références bibliographique de chapitre III :

- [1] P. Sigmund, Theory of Sputtering. I. Sputtering Yield of Amorphous and Polycrystalline Targets , Physical Review, Vol 184, Number 2, 1969
- [2] D. Drouin, A.R. Couture,D. Joly, X. Tastet, V. Aimez and R Gauvin, CASINO V2.42,(2007) a fast and easy-to-use modeling tool for scanning microanalysis, Journal Scanning Electron.101, p.4992 (version 2013)
- [3] http://www.gel.usherbrooke.ca/casino/tutorial/tutorial_frames.html
- [4] A. Lachgueur, Etude des couches minces de ZnO dopées Simulation des dopages par TRIM (Transport of Ions in Matter), mémoire de Master 2, Université de Tlemcen ,Algérie (2009).
- [5] Frederik Faure, interaction entre le rayonnement et la matière, Notes de cours, Université Joseph Fourier (2003)
- [6] Nicolas Menguy, Polycopié A Interaction rayonnement – Matière, institue minéralogie physique des milieux condensé "Paris
- [7] Bencherif Mohamed Fakhri , étude de l'interaction electron-matière par la méthode Monte Carlo application sur le GaAs type P , thèse de Magistère , Université Mentouri Constantine (2005)
- [8] <http://spiralconnect.univ-lyon1.fr/spiral-files/download?mode=inline&data=1420506>