



Mémoire de fin d'études

PRESENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLOME DE : Master

Filière : Physique
Option : Physique des Matériaux

THÈME :

Contribution à l'étude des paramètres d'absorption de la couche K
des éléments atomiques: Le rapport de saut J_K

Préparé par : BENATTIA Aya

Soutenu le : 25/06/2023

Devant le jury :

Président :	IMEKHLAF Anis	MCB	Université de BBA
Rapporteur :	DAOUDI Salim	Pr	Université de BBA
Examineur :	KAHOUL Abdelhalim	Pr	Université de BBA

Année Universitaire 2022-2023



Dédicace

<<Louange à Allah, le seul et unique>>

Je dédie ce travail :

A ma mère :

Tu es la source de ma force et de ma détermination. Ton amour infini, ta patience et ton soutien constant m'ont donné la confiance nécessaire pour poursuivre mes rêves. Tu as toujours cru en moi, même lorsque je doutais de moi-même. Ta présence réconfortante et ton amour inconditionnel ont été mes refuges dans les moments difficiles. Je suis profondément reconnaissant pour tout ce que tu as fait et continues de faire pour moi.

A mon père :

Tu as été mon roc, mon guide et mon modèle. Ta sagesse, ton dévouement et ton amour inconditionnel m'ont poussé à aller au-delà de mes limites. Tu as travaillé dur pour me donner les meilleures opportunités, et je ne pourrai jamais assez te remercier pour tout ce que tu as sacrifié pour moi. Ta présence dans ma vie a été une source de force et d'inspiration, et je suis fier de pouvoir t'appeler mon père.

À tous les deux, je suis redevable de bien plus que des mots ne pourraient l'exprimer. Votre soutien financier, vos encouragements, vos conseils et surtout votre amour ont été les fondements de ma réussite académique. Chaque obstacle sur mon chemin a été surmonté grâce à votre présence et à votre confiance en moi. Tout ce que j'ai accompli, je le dois en grande partie à votre influence positive dans ma vie.

Je tiens également à dédier ce travail à l'âme du regretté Professeur Benour Aziz. Bien qu'il ne soit plus parmi nous, son impact sur ma vie et sa contribution à mon parcours académique restent inoubliables. Son enseignement, sa sagesse et son dévouement envers ses étudiants ont laissé une empreinte indélébile.

À mes sœurs et mon frère

Nesrine, Roumaïssa, Zahra, et à mon frère Moussa, je vous dédie ce travail en reconnaissance de l'amour inconditionnel que nous partageons et de l'appui mutuel que nous nous apportons. Vous êtes des trésors dans ma vie.

A mes fidèles amis

Que je considère comme mes sœurs Massouda, kheira, Sana, khaoula et khalida vous êtes mes meilleures amies, mes sœurs de cœur. Votre amitié sincère, votre soutien inébranlable et votre présence constante ont été une bénédiction dans ma vie. Vous avez partagé mes joies, mes peines et mes succès, et je suis reconnaissant d'avoir des amies aussi merveilleuses que vous. Que vos vies soient remplies de bonheur, de santé et de réussite.

Aya Benattia



Remerciements

Tout d'abord je tiens à remercier «ALLAH» le tout puissant de m'avoir donné la santé, la volonté, le courage et la patience pour mener à terme ma formation et pourvoir réaliser ce travail.

Nous souhaitons également remercier toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation et à l'achèvement de ce travail, et plus particulièrement Monsieur DAUDI Salim, qui a dirigé ce travail de master. Nous sommes extrêmement reconnaissants envers lui pour nous avoir orienté dans notre travail et nous avoir fait bénéficier de ses compétences scientifiques ainsi que de sa disponibilité précieuse. Grâce à ses conseils avisés, nous avons pu apprendre énormément.

Nous exprimons toute notre reconnaissance à Monsieur IMEKHLAF Anis d'avoir accepté de présider le jury de ce mémoire. Sa présence et ses évaluations précieuses ont été d'une grande importance pour l'aboutissement de ce travail.

Nous adressons également nos sincères remerciements à Monsieur KAHOU Abdelhalim, membre du jury, d'avoir accepté d'examiner ce manuscrit. Sa contribution et ses commentaires ont été d'une valeur inestimable pour enrichir notre travail.

Nous tenons à exprimer notre profonde gratitude et nos vifs remerciements à tous nos enseignants qui nous ont aidés à acquérir les connaissances nécessaires tout au long de notre parcours universitaire.

Nos remerciements vont également à notre famille et à toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail. C'est ici que nous exprimons notre profonde reconnaissance

Merci

Aya

CHAPITRE I

Figure I.1 : Niveaux d'énergie et les transitions électroniques.	8
Figure I.2 : Transitions électroniques et notation de Siegbahn	9
Figure I.3 : Spectre des ondes électromagnétiques.....	10
Figure I.4 : constitution des rayonnements (ionisant, non ionisant)	15
Figure I.5 : Modes d'interaction des photons avec la matière.....	17
Figure I.6 : Effet photoélectrique.....	17
Figure I.7 : Diffusion Compton	16
Figure I.8 : Diffusion Rayleigh	19
Figure I.9 : Effet de production de paires.	19
Figure I.10 : Importance relative des modes d'interaction des rayonnements γ avec la	20
Figure I.11 : L'ionisation en couche électronique interne	22
Figure I.12 : Excitation des couches internes	23
Figure I.13 : désexcitation par émission fluorescente	25
Figure I.14 : Représentation schématique d'une transition Auger.....	27
Figure I.15 : Désexcitation par A-émission d'un photon X, B-émission d'un électron Auger	29

CHAPITRE II

Figure II.1 : La distribution du nombre des valeurs expérimentales Le rapport de saut J_k en fonction du numéro atomique Z	37
Figure II.2 : Histogramme du nombre des données expérimentales du rapport de saut J_K entre 2001 et 2023	38
Figure II.3 : Les données expérimentales du rapport de saut J_{k-exp} en fonction du numéro atomique Z des éléments denuméro atomique $22 \leq Z \leq 92$. Dans la même figure la valeur moyenne pondérée J_{k-w} est aussi présentée.....	44
Figure II.4 : le rapport $R = \frac{J_{k-exp}}{J_{k-w}}$ pour toutes les valeurs expérimentales des éléments de ${}_{22}\text{Ti}$ à ${}_{92}\text{U}$ en fonction du nombre atomique Z	45
Figure II.5 : Présent résultats des valeurs moyenne pondérées J_{k-w} comparer aux valeurs théorique de (Berger et al., 2005) et aux valeurs empiriques de (Broll., 1986) et (Budak et al., 2003) en fonction du nombre atomique Z	48

CHAPITRE I

Tableau I.1 : Configuration électronique et moment angulaire total	6
Tableau I.2: Notations (IUPAC et Siegbahn) des principales raies X et leurs intensités relatives par rapport à la raie majeure pour chaque sous couche	9

CHAPITRE II

Tableau II.1: Valeurs expérimentales du rapport de saut (J_K) des éléments de numéro atomique $22 \leq Z \leq 92$	40
Tableau II.2: Présent calcul de la valeur moyenne pondérée J_{k-w} pour des cibles de ${}_{22}\text{Ti}$ à ${}_{92}\text{U}$ comparé aux valeurs théoriques de Berger et al (2005) et empiriques de Broll (1986) et Budak et al (2003).....	46

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

Chapitre I :

Rappels théoriques sur Interaction rayonnement- matière

I.1. Introduction	3
I.2. L'atome.....	4
I.3. L'atome dans la mécanique quantique	5
I.4. Couches électroniques	5
I.5. Niveaux d'énergie des électrons atomiques	7
I.6. Règles de sélections.....	7
I.7. Transitions électroniques.....	8
I.8. Notation de Siegbahn.....	9
I.9. Rayonnement	10
I.10. Classification des rayonnements	10
I.10.1. Classification selon la nature	10
a. Rayonnements électromagnétiques	10
b. Rayonnements particuliers	12
I.10.2. Classification selon leur effet sur la matière.....	14
a. Rayonnements Ionisants.....	14
b. Rayonnement non ionisant :.....	14
I.11. Interaction.....	16
I.11.1. Interaction des particules chargées	16
I.11.2. Interaction des électrons	16
I.11.3. Interaction des rayons γ dans la matière	16
I.11.4. Les modes d'interaction des photons.....	17
a. Effet photoélectrique	17
b. La diffusion incohérente ou effet Compton	18
c. La diffusion Rayleigh.....	18
d. L'effet de production de paires	19

Table des matières

I.11.5. Interaction matière-rayons X	20
I.12. La loi d'atténuation du rayonnement dans la matière.....	20
I.13. Ionisation en couche électronique interne	21
a. Ionisation par photons.....	21
b. . Ionisation par particules accélérées	22
I.14. Excitation et désexcitation des couches internes des atomes	22
a. Excitation des couches internes des atomes.....	22
b. Désexcitation des couches internes des atomes	23
I.15. Fluorescence X.....	24
a. La fluorescence	24
b. Principe de fluorescence X.....	24
c. Rendement de fluorescence	25
I.16. L'effet Auger.....	26
I.17. Transitions de Coster-Kronig	27
I.18. Section efficace	29
Références Bibliographiques	31

Chapitre II :

Base de données du facteur de saut de d'absorption (J_k)

II.1. Introduction	33
II.2. Mesure du facteur de saut d'absorption (J_k).....	33
II.3. Base de données	36
II.4. Comparaison.....	46
Références Bibliographiques	49
Conclusion générale.....	52

La physique atomique au 19^{ème} siècle qui étudie les propriétés et les interactions des atomes. Elle s'intéresse à la structure de l'atome, à ses niveaux d'énergie, à ses transitions électroniques, à ses interactions avec la lumière et aux propriétés des particules subatomiques qui le constituent. L'atome est composé de plusieurs couches d'électrons, désignées par des lettres de l'alphabet, qui entourent le noyau. Les électrons des couches intérieures ont des énergies plus basses que ceux des couches extérieures. Les niveaux d'énergie des atomes sont quantifiés, c'est-à-dire que seules certaines valeurs spécifiques d'énergie sont autorisées pour les électrons dans chaque couche.

Les transitions électroniques entre les différentes couches d'énergie sont à la base de la fluorescence X, une technique d'analyse spectrométrique qui permet de déterminer la composition chimique des matériaux. Lorsque les électrons dans la couche L sont excités par un faisceau de rayons X, ils peuvent sauter vers la couche K en émettant un photon de rayons X caractéristique de l'élément chimique présent dans l'échantillon. Les photons de rayons X émis par le matériau sont ensuite détectés et analysés pour déterminer la composition de l'échantillon.

L'un des aspects les plus importants de la physique atomique est l'étude de la structure des niveaux d'énergie des atomes, cette structure est déterminée par les règles de la mécanique quantique et permet de comprendre les interactions des atomes avec les particules subatomiques et les champs électromagnétiques. Le rapport de saut J_k est un paramètre clé dans l'étude des transitions électroniques entre deux niveaux d'énergie, il mesure la probabilité qu'un électron fasse un saut quantique d'un niveau d'énergie initial k à un niveau d'énergie final j , il est déterminé par les règles de sélection quantiques, le facteur de saut d'absorption permet de décrire à quel point un matériau est capable d'absorber l'énergie des photons. Plus le facteur de saut d'absorption est élevé, plus le matériau est efficace pour absorber les photons, ce facteur est souvent utilisé pour caractériser les propriétés optiques et électroniques des matériaux, tels que les semi-conducteurs ou les matériaux utilisés en photovoltaïque, il convient de noter que le facteur de saut d'absorption est une grandeur sans dimension, car il s'agit d'un rapport de probabilités. Il est souvent déterminé expérimentalement ou calculé à l'aide de modèles théoriques basés sur la structure électronique du matériau.

En résumé, le facteur de saut d'absorption (J_k) est une grandeur sans dimension utilisée en spectroscopie pour quantifier l'efficacité d'absorption d'un matériau, il représente le rapport entre la probabilité d'absorption d'un photon par l'échantillon et la probabilité de saut d'un électron excitée vers un état vacant.

Ce mémoire est divisé en deux chapitres :

- Dans le premier chapitre, nous avons passé en revue les bases théoriques de l'interaction entre le rayonnement et la matière. Nous avons également examiné les concepts de transitions radiatives et non radiatives, ainsi que la méthode théorique utilisée pour calculer les différents paramètres atomiques liés à la fluorescence X.
- Le deuxième chapitre : Construction d'une nouvelle base donnée ; c'est une représentation du rapport de saut J_k compilés pendant la période de 2001 à 2023, pour les éléments de numéro atomique $22 \leq Z \leq 92$. Comme deuxième étape on a calculé les valeurs moyennes pondérées de ces données expérimentales pour chaque élément séparément. Finalement une comparaison de nos valeurs pondérées et les résultats expérimentaux, théoriques et empirique des autres auteurs a été faite.

En fin une conclusion générale achève ce travail.

Chapitre I

*Rappels théoriques sur l'interaction
rayonnement - matière*

1.1. Introduction

L'atome est une unité fondamentale de la matière, il est composé de protons et de neutrons formant un noyau, autour duquel des électrons orbitent. Bien que l'atome soit un modèle théorique, il est largement utilisé pour décrire la structure de la matière. Les paramètres de fluorescence atomiques, tels que, la section efficace de fluorescence, la probabilité de transfert lacunaire et le rendement de fluorescence, sont des mesures importantes pour quantifier le processus de fluorescence X.

La section efficace de fluorescence représente la probabilité qu'un atome émette des rayons X fluorescents par rapport à la probabilité d'absorption d'un rayon X. La probabilité de transfert lacunaire mesure la probabilité qu'un électron transfère son excès d'énergie à un autre électron avant d'émettre un rayon X, tandis que le rendement de fluorescence représente le rapport entre le nombre d'événements de fluorescence X émis et le nombre d'événements d'excitation. La fluorescence X est un phénomène où un atome est excité ou ionisé en absorbant de l'énergie d'un faisceau de rayons X ou de particules, cette excitation provoque un réarrangement des électrons dans les niveaux d'énergie de l'atome, suivi d'une émission de rayons X caractéristiques lors du retour des électrons à leur état d'origine. La fluorescence X est largement utilisée dans divers domaines de recherche fondamentale, tels que, la physique atomique, moléculaire et des rayonnements, pour comprendre la structure électronique des atomes et les interactions entre les particules subatomiques.

Ces paramètres de fluorescence sont essentiels dans de nombreux domaines de recherche appliquée, tels que l'analyse élémentaire, où la fluorescence X est utilisée pour déterminer la composition chimique des échantillons. Ils sont également utilisés dans le calcul de dose, par exemple en radioprotection, pour estimer la quantité de rayonnements absorbés par les tissus biologiques. Ainsi, la compréhension des paramètres de fluorescence X est cruciale tant dans la recherche fondamentale que dans la recherche appliquée, offrant des informations précieuses sur la structure atomique et les interactions dans la matière.

1.2. L'atome

L'atome est un système matériel qui peut être décrit dans un contexte scientifique. Il est constitué d'un noyau central contenant des protons chargés positivement et des neutrons électriquement neutres. Autour du noyau, un ensemble d'électrons se déplace continuellement. La charge positive du noyau ($+Ze$) est neutralisée par la charge négative des électrons (Z) qui l'entourent. Les électrons sont répartis sur différentes couches ou orbites, formant ainsi le cortège électronique.

Un électron reste sur son orbite tant qu'il ne reçoit pas une énergie minimale suffisante pour être extrait de l'atome. L'énergie de liaison nécessaire pour extraire un électron varie d'une couche à l'autre, la couche la plus profonde étant la plus énergétiquement liée (couche K).

L'apport d'énergie à un électron peut être suffisant pour lui permettre de passer à une orbite moins centrale (par exemple, de K à L ou M, de L à M ou N, etc.) ou pour l'extraire complètement du cortège électronique. Dans le premier cas, l'atome est dans un état excité, tandis que dans le second cas, il est ionisé. Ces deux états sont hautement instables et tendent à revenir à l'état fondamental initial. Lorsqu'un électron effectue une transition vers une couche plus interne, de l'énergie est libérée. Cette énergie se manifeste de deux manières :

1. Émission d'un rayonnement électromagnétique appelé rayonnement X de fluorescence. L'énergie de ce rayonnement est parfaitement définie par la différence entre les énergies de liaison des différentes couches. Les raies X de fluorescence sont caractéristiques de chaque élément chimique.
2. Émission d'un électron Auger : l'énergie disponible est directement transférée à un électron de la même couche.

Ces deux types de rayonnements, qui proviennent de l'extérieur du noyau, accompagnent les rayonnements émis par le noyau lors de certaines transformations radioactives spontanées.

Comme mentionné précédemment, le noyau est un constituant de l'atome. Il est composé de deux types de particules élémentaires, appelées nucléons :

- i. Le proton est spécifique à chaque élément chimique. Par exemple, l'atome d'hydrogène
- ii. Le neutron, qui est électriquement neutre et dont la masse est légèrement supérieure à celle du proton.

Ces transitions spontanées qui se produisent au niveau du noyau s'accompagnent dans la plupart des cas de l'émission de rayonnement d'origine nucléaire, en plus de l'émission de rayonnement provenant de l'extérieur du noyau. Un atome instable de ce type est considéré comme radioactif ou radionucléide, et cette propriété est elle-même appelée radioactivité. (Larabi 2010)

1.3. L'atome dans la mécanique quantique

Un atome est composé d'un ensemble d'électrons qui orbitent autour d'un noyau. Pour décrire l'état d'un électron dans cet atome, on utilise quatre nombres quantiques entiers. Ces nombres quantiques sont les suivants :

- *Nombre quantique principal (n)* : Il détermine la couche électronique dans laquelle l'électron se trouve. Il prend des valeurs entières positives, telles que 1, 2, 3, et ainsi de suite. Plus la valeur de n est grande, plus l'électron est éloigné du noyau.
- *Nombre quantique secondaire (l)* : Il est également appelé nombre quantique azimutal ou moment angulaire orbital. Il indique la sous-couche électronique ou la forme de l'orbitale dans une couche donnée. Il peut prendre des valeurs allant de 0 à $(n-1)$. Par exemple, si $n = 3$, les valeurs possibles pour l sont 0, 1 et 2.
- *Nombre quantique magnétique (ml)* : Il représente l'orientation spatiale spécifique d'une orbitale dans une sous-couche donnée. Il peut prendre des valeurs allant de $-l$ à $+l$, ce qui inclut 0. Par exemple, si $l = 1$, les valeurs possibles pour ml sont -1 , 0 et 1.
- *Nombre quantique de spin (m_s)* : Il indique le spin de l'électron. Il peut avoir deux valeurs possibles : $+1/2$ (spin vers le haut) ou $-1/2$ (spin vers le bas).

En combinant ces quatre nombres quantiques, on peut décrire de manière unique chaque électron dans un atome et déterminer son état quantique dans le modèle de l'atome.

(Dechoucha, 2013)

1.4. Couches électroniques

Les couches électroniques sont des niveaux d'énergie dans lesquels les électrons peuvent se trouver autour du noyau d'un atome. Les couches sont désignées par des lettres : K, L, M, N, O, P, Q, etc. Chaque couche électronique peut contenir un certain nombre maximum d'électrons.

Voici les principales couches électroniques et leur capacité maximale en électrons :

- Couche K : Capacité maximale de 2 électrons
- Couche L : Capacité maximale de 8 électrons
- Couche M : Capacité maximale de 18 électrons

- Couche N : Capacité maximale de 32 électrons
- Couche O : Capacité maximale de 32 électrons
- Couche P : Capacité maximale de 18 électrons
- Couche Q : Capacité maximale de 8 électrons

Les électrons sont répartis dans les couches électroniques en suivant le principe de remplissage des orbitales, qui détermine l'ordre dans lequel les orbitales sont occupées par les électrons. La configuration électronique d'un atome indique comment les électrons sont répartis dans les différentes couches et sous-couches électroniques. (Bendjedi, 2018)

Tableau I.1 : Configuration électronique et moment angulaire total (Bendjedi, 2018)

Couche	Sous-couche	Caractéristique de l'électron
	<i>K</i>	1s (j=1/2)
	<i>L</i> ₁	2s (j=1/2)
	<i>L</i> ₂	2p (j=1/2)
	<i>L</i> ₃	2p (j=3/2)
	<i>M</i> ₁	3s (j=1/2)
	<i>M</i> ₂	3p (j=1/2)
	<i>M</i> ₃	3p (j=3/2)
<i>M</i>		3d (j=3/2)
	<i>M</i> ₄	
	<i>M</i> ₅	3d (j=5/2)
	<i>N</i> ₁	4s (j=1/2)
	<i>N</i> ₂	4p (j=1/2)
	<i>N</i> ₃	4p (j=3/2)
	<i>N</i> ₄	4d (j=3/2)
<i>N</i>	<i>N</i> ₅	4d (j=5/2)
	<i>N</i> ₆	4f (j=5/2)
	<i>N</i> ₇	4f (j=7/2)

1.5. Niveaux d'énergie des électrons atomiques

Les électrons atomiques se trouvent à des niveaux d'énergie bien définis lorsqu'ils composent les processus électroniques dans les atomes libres. Ces niveaux d'énergie sont associés aux différentes couches électroniques (K, L, M, etc.) et sous-couches électroniques.

- La couche K peut contenir au maximum deux électrons, et c'est la couche la plus énergétique en valeur absolue.
- La couche L peut contenir au maximum huit électrons et est subdivisée en sous-couches L_1, L_2, L_3 .
- La couche M peut contenir au maximum dix-huit électrons et est subdivisée en sous-couches M_1, M_2, M_3, M_4, M_5 , etc.

Ces niveaux d'énergie ont généralement une largeur négligeable, sauf pour les sous-niveaux les plus profonds. Cependant, les sous-niveaux plus éloignés du noyau ont des niveaux d'énergie plus élevés. En chimie, l'interaction des électrons avec des éléments externes, tels que des liaisons chimiques, est principalement influencée par les niveaux d'énergie les plus faibles en valeur absolue, c'est-à-dire les couches et les sous-couches les plus internes. Les niveaux d'énergie des orbitales intérieures changent peu lors des liaisons chimiques. (Kahoul, 2015)

1.6. Règles de sélections

Les règles de sélection sont des restrictions qui déterminent quelles transitions électroniques sont permises et lesquelles sont interdites. Elles limitent ainsi le nombre d'émissions d'énergie X spécifiques pour un élément donné. Voici les règles de sélection les plus couramment utilisées :

$$\Delta l = \pm 1 \quad (\text{I.1})$$

$$\Delta m = 0 \text{ ou } \pm 1 \quad (\text{I.2})$$

$$\Delta s = 0 \quad (\text{I.3})$$

Pour une molécule diatomique, les règles de sélection sont :

$$\Delta n = \pm 1 \quad (\text{I.4})$$

$$\Delta j = \pm 1 \quad (\text{I.5})$$

$$\Delta m = 0 \text{ ou } \pm 1 \quad (\text{I.6})$$

1.7. Transitions électroniques

Les transitions électroniques entre les niveaux atomiques entraînent l'émission de photons à des énergies discrètes, ce qui se traduit par un spectre en énergie de rayonnement X caractérisé par une série de raies discontinues. Les désignations des raies dépendent de l'origine des électrons impliqués dans la transition. Si un électron de la couche K est arraché et remplacé par un électron de la couche L, une raie appelée " K_{α} " est émise. Si l'électron qui arrive sur la couche K provient de la couche M, la raie correspondante est appelée " K_{β} ", " K_{γ} ". Si l'électron provient de la couche N et ainsi de suite. De même, si la transition se produit à partir de la couche L, les électrons provenant des couches M, N, O engendreront respectivement les raies " L_{α} ", " L_{β} ", " L_{γ} ", etc. Donc, pour différencier les rayons X provenant de sous-couches, les raies sont nommées $K_{\alpha 1}, K_{\alpha 2}, K_{\beta 1}, K_{\beta 2}, L_{\alpha 1}, L_{\alpha 2} \dots$

Ces désignations spécifiques des raies permettent de distinguer les rayons X provenant de différentes sous-couches électroniques. L'ensemble de ces raies forme le spectre de rayonnement X caractéristique d'un élément atomique spécifique. L'observation et l'analyse de ce spectre peuvent fournir des informations sur la composition et la structure de l'atome. (Hamouda, 2015)

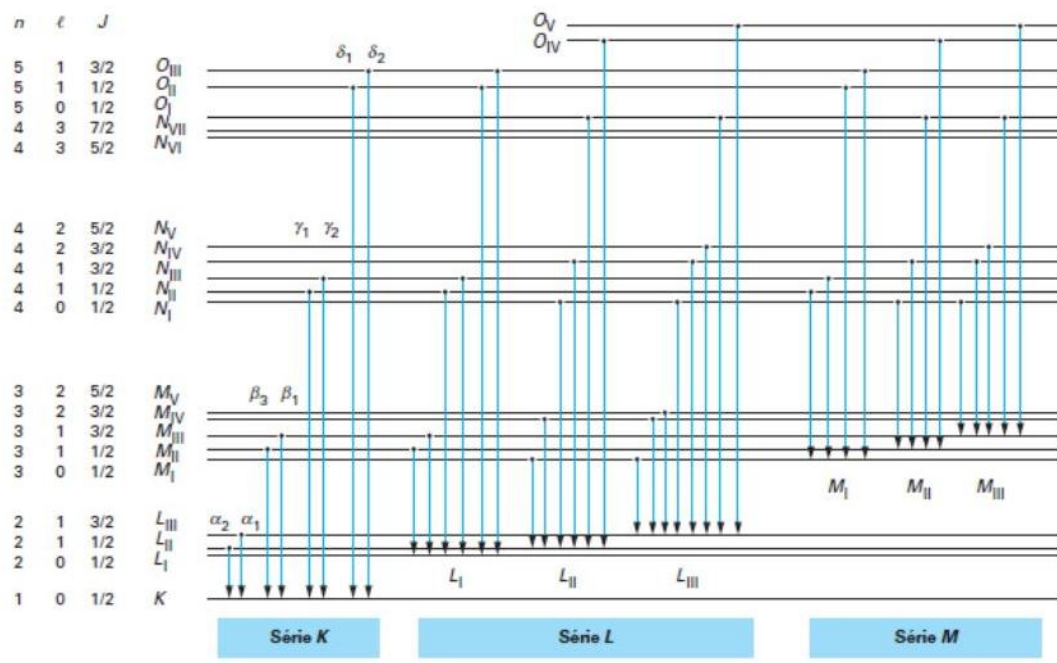


Figure 1.1 : Niveaux d'énergie et les transitions électroniques.

I.8. Notation de Siegbahn

Manne Sigbahn a proposé, en 1924, une notation pour désigner les sauts électroniques qui provoquent l'émission de photons X. Une raie est due à une transition d'un niveau de départ vers un niveau d'arrivée (celui laissé vacant par l'électron éjecté par effet photoélectrique).

Tableau I.2: Notations (IUPAC et Siegbahn) des principales raies X et leurs intensités relatives par rapport à la raie majeure pour chaque sous couche

Niveau d'origine de l'électron	Niveau d'arrivée de l'électron	Nom de la raie (Siegbahn)
L ₃ (² P _{3/2})	K (¹ S ₀)	Kα ₁
L ₂ (² P _{1/2})	K (¹ S ₀)	Kα ₂
M ₃ (³ P _{3/2})	K (¹ S ₀)	Kβ ₁
M ₅ (³ D _{5/2})	L ₃ (² P _{3/2})	Lα ₁
M ₄ (³ D _{3/2})	L ₂ (² P _{1/2})	Lβ ₁
N ₇ (⁵ P _{3/2})	M ₅ (³ D _{5/2})	Mα ₁

Les raies du doublet Kα₁ et Kα₂ sont trop proches pour que l'on puisse les distinguer en fluorescence X, on parle donc d'une raie unique Kα. Il en est de même pour le doublet Lα₁ et 2, on parle simplement de la raie Lα. Mais il s'agit là d'une imprécision instrumentale. (Benslimane, 2004)

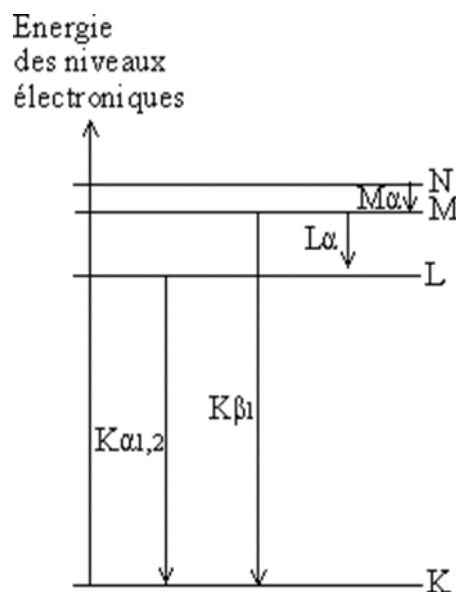


Figure I.2 : Transitions électroniques et notation de Siegbahn

(Benslimane, 2004)

I.9. Rayonnement

Le rayonnement peut être défini comme un mode d'énergie se déplaçant dans l'espace sous la forme d'ondes électromagnétiques ou de particules. Parce que le rayonnement interagit avec la matière qu'il traverse, il peut être détecté et caractérisé métrologiquement. Lors de ces interactions, ils peuvent céder à tout ou partie du milieu énergétique qu'ils traversent. Le milieu absorbant change en raison du passage du rayonnement. Recherche et connaissance des différents modes d'interaction avec la matière. (Mehenna 2010)

I.10. Classification des rayonnements

I.10.1. Classification selon la nature

On distingue deux types de rayonnements, suivant leur nature : les rayonnements électromagnétiques et les rayonnements corpusculaires.

a. Rayonnements électromagnétiques

Ce sont des champs électromagnétiques sinusoïdaux de fréquence ν , qui se propagent dans le vide à la vitesse de la lumière c (longueur d'onde $\lambda=c/\nu$). L'énergie est quantifiée sous forme de photons. Chaque photon transporte une énergie $E = h\nu$ où h est la constante de Planck.

Exemples de rayonnements électromagnétiques : I.R., lumière visible, U.V., rayons X, γ . (Gravereau, 2012)

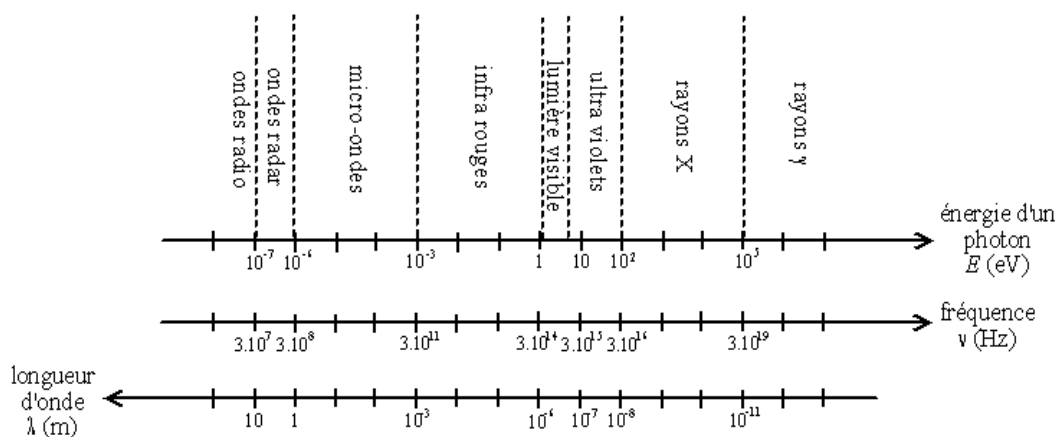
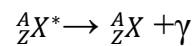


Figure I.3 : Spectre des ondes électromagnétiques (Benslimane, 2004)

a.1. Rayonnements γ

Le rayonnement gamma est une onde électromagnétique similaire à la lumière visible ou aux rayons X mais avec une énergie plus élevée. Ce rayonnement suit généralement la désintégration alpha ou bêta. Après avoir émis une particule alpha ou bêta, le noyau est toujours excité car ses protons et ses neutrons n'ont pas encore trouvé l'équilibre. L'énergie excédentaire est alors rapidement libérée en émettant un rayonnement gamma.

La notation symbolique d'une telle désexcitation est la suivante (Seghiri, 2018) :



a.2. Les Rayons X

Les rayons X sont des rayonnements électromagnétiques qui se propagent sous forme de particules appelées photons. Les photons sont des particules élémentaires qui transportent de l'énergie, mais qui n'ont pas de charge électrique et ont une masse nulle. Ils se déplacent à la vitesse de la lumière dans le vide, c , et peuvent interagir avec la matière de différentes manières.

Du point de vue des propriétés d'ondes, les rayons X ont une longueur d'onde plus courte que la lumière visible, ce qui correspond à des fréquences plus élevées. La longueur d'onde des rayons X peut varier de quelques picomètres (pm) à plusieurs angströms (Å). Leur énergie est directement liée à leur fréquence ou à leur longueur d'onde, selon la relation par (Madani, 2020):

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (\text{I.7})$$

$$\text{D'ou: } \lambda = \frac{hc}{E} \quad (\text{I.8})$$

- $h = 6.6254 \cdot 10^{-34}$ joules .seconde, constante de Plank.
- λ , longueur d'onde (m).
- $c = 3 \cdot 10^8$ m/s, vitesse de la lumière dans le vide.

a.3. Rayonnement de freinage

Émis par les interactions d'énergie électron-nucléaire.

a.4. Rayonnement d'annihilation

Emis par l'annihilation d'un positron avec un électron orbital (Mehenna 2010)

b. Rayonnements particuliers

Les rayonnements particuliers, également appelés rayonnements corpusculaires, sont constitués de particules matérielles (corpuscules) qui se déplacent avec une certaine vitesse. Ces particules ont une masse m et une énergie cinétique E donnée par la formule :

$$E = \frac{1}{2}mv^2 \quad (\text{I.9})$$

Où v est la vitesse de la particule.

Louis de Broglie a proposé en 1924 que toute particule en mouvement peut également être associée à une onde, caractérisée par une longueur d'onde λ . Cette relation est connue sous le nom de relation de de Broglie et est donnée par

$$\lambda = h/p = h/mv \quad (\text{I.10})$$

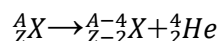
Où h est la constante de Planck

p est la quantité de mouvement de la particule.

Parmi les exemples de rayonnements corpusculaires, on peut citer le rayonnement alpha et le rayonnement bêta (β).

Le rayonnement alpha α :

Est composé de particules alpha, qui sont des noyaux d'hélium constitués de deux protons et deux neutrons. Ces particules sont émises lors de certaines formes de désintégration radioactive.

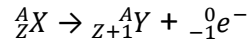


Dans ce qui précède, nous avons noté pour un élément X quelconque, Z le nombre atomique, A le nombre de masse ; le symbole * signifie que le noyau est instable, Cette transition est suivie par une émission γ . (Seghiri, 2018)

Le rayonnement bêta (β) :

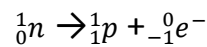
La radioactivité bêta, concerne les noyaux instables avec de nombreux neutrons ou protons. Le noyau émet un électron négatif (négaton, β^-) ou positif (positron, β^+), et donne un noyau produit qui est un isobare du noyau initial. Cette radioactivité est possible quelle que soit la valeur du numéro atomique et jusqu'à un neutron ($Z=0$). (Denden, 2009)

- *Rayonnement β^-* : Lors de radioactivité β^- , le nombre de masse A ne change pas : La transition est isobarique un électron et un antineutrino sont émis dans la voie finale. La réaction s'écrit :

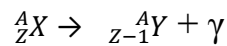


La réaction, un neutron est transformé en proton. Le neutron libre est radioactif, avec une période d'un peu moins 15 minutes alors que le neutron lié ne l'est pas.

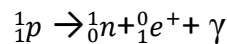
Il se décompose selon la réaction :



- *Rayonnement β^+* : La radioactivité β^+ est aussi gouvernée par l'interaction faible. Elle concerne les noyaux riches en proton, donc situés à droite de la vallée de stabilité. Son équation de désintégration s'écrit :



Ce processus correspond à la transformation d'un proton en neutron avec émission d'un positron, est l'antiparticule de l'électron, et d'un neutron. (Seghiri,2018).



Ces rayonnements corpusculaires peuvent avoir des propriétés différentes des rayonnements électromagnétiques tels que les rayons X ou la lumière. Ils interagissent avec la matière de différentes manières et ont des caractéristiques spécifiques qui doivent être prises en compte lors de leur utilisation ou de leur étude.

1.10.2. Classification selon leur effet sur la matière

a. Rayonnements Ionisants

Quand il est susceptible d'arracher des électrons à la matière. Ce phénomène est ainsi nommé : *ionisation*. (Ayadi, 2013).

On distingue les rayonnements directement et indirectement ionisants ;

a.1. Les rayonnements directement ionisants

Sont formés des particules chargées. Ce sont les rayonnements :

- Alpha (α) formé de noyaux d'hélium ${}^4_2\text{H}$.
- Bêta (β) formé d'électrons β^- ou de positons β^+ .
- Protonique (p) formé de proton

Les particules chargées sont entourées d'un champ électrique qui les ralentit en interagissant avec les électrons atomiques qui composent le milieu d'intersection. L'énergie transmise à l'électron peut alors être suffisante pour l'éjecter de sa place. Les atomes qui perdent des électrons deviennent des ions (noyaux chargés). Les ions et les électrons libres forment des paires d'ions.

a.2. Les rayonnements indirectement ionisants

Sont formé de particules non chargées et de rayonnements électromagnétiques. Ce sont les rayonnements :

- Neutronique (n) formé de neutron
- Gamma (γ) ou X constitués de photons

Les particules d'un rayonnement sont ou à absorbées dans le milieu matériel qu'elles traversent. La longueur moyenne de ce parcours dépend :

- 1) De la nature de la particule (α , β , γ , p, n).
- 2) De son énergie (de quelques eV à plusieurs MeV).
- 3) De la nature du milieu traversé (nombre de masse A, nombre atomique Z, densité). (Seghiri, 2018)

b. Rayonnement non ionisant : quand l'énergie est insuffisante pour ioniser l'atome. On parle alors d'excitation.

Le rayonnement ionisant est la transmission d'énergie sous forme de particules ou d'ondes électromagnétiques ayant une longueur d'onde gamma (λ) inférieure ou égale à 100 nanomètres, soit d'une fréquence supérieure ou égale à 3×10^{15} hertz. (Ayadi, 2013).

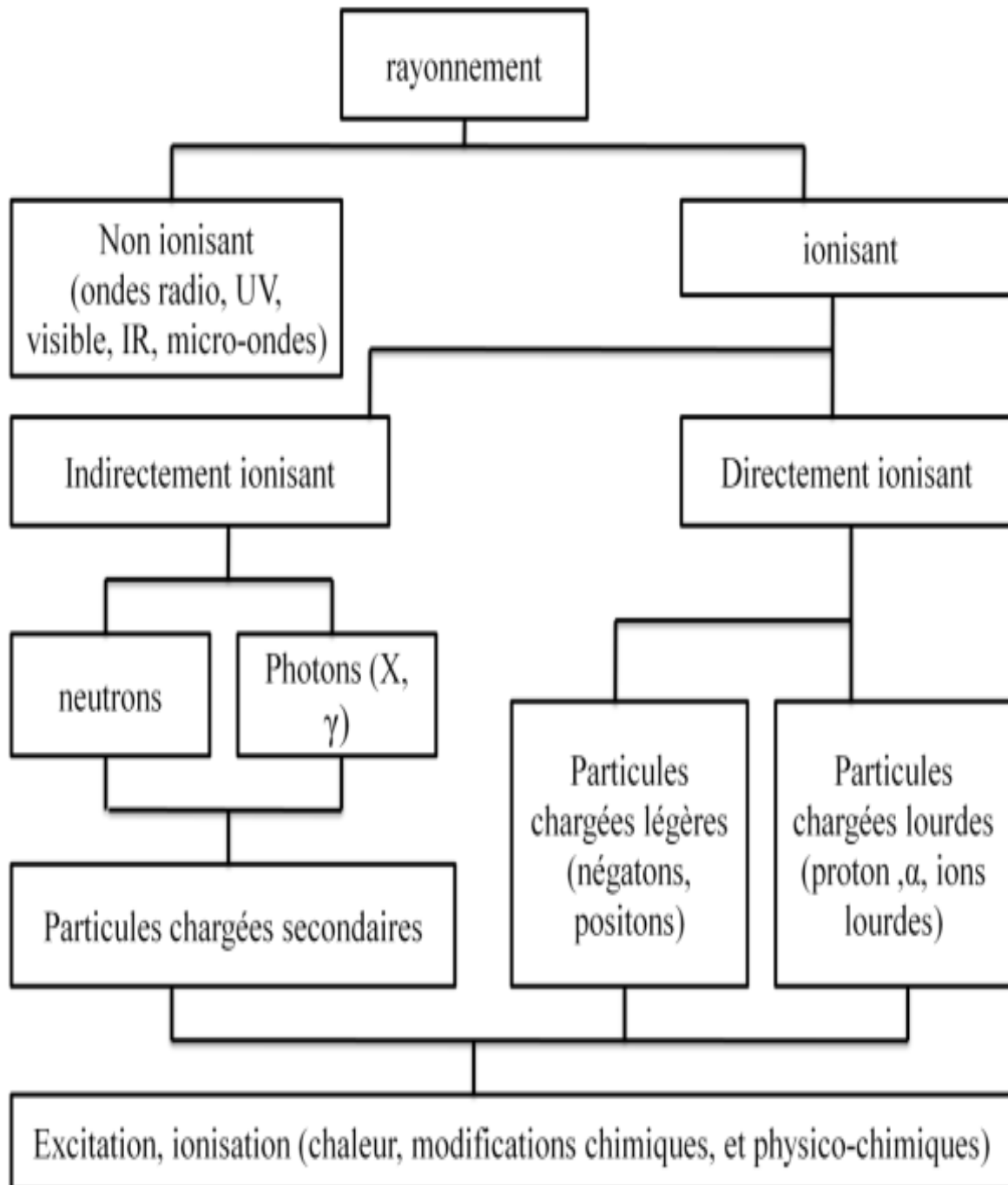


Figure I.4 : constitution des rayonnements (ionisant, non ionisant)

(Rebouli, 2022)

1.11. Interaction

1.11.1. Interaction des particules chargées

Lorsque les particules chargées traversent la matière, elles interagissent avec les électrons orbitaux et les noyaux atomiques du matériau ralentisseur. Ces interactions peuvent être classées en deux grandes catégories : les interactions élastiques et les interactions inélastiques.

Les interactions élastiques se produisent lorsque la particule chargée transfère une partie de son énergie cinétique à un électron du matériau sans changer sa trajectoire ni perdre d'énergie significative. Dans ce cas, la particule chargée est simplement déviée de sa trajectoire initiale.

Les interactions inélastiques se produisent lorsque la particule chargée transfère une quantité significative d'énergie à un électron du matériau, entraînant des changements dans la trajectoire de la particule et sa perte d'énergie. Ces interactions peuvent entraîner des processus tels que la diffusion, l'excitation d'atomes ou l'ionisation. (Messaoudene, 2007)

La nature des interactions des particules chargées dépend de la charge et de la masse de la particule, de son énergie, ainsi que des propriétés du matériau traversé. Ces interactions sont étudiées en détail dans le domaine de la physique des particules et sont d'une importance fondamentale dans divers domaines, tels que la radiothérapie, la détection de particules et la physique des hautes énergies.

1.11.2. Interaction des électrons

Les électrons libèrent leur énergie en ionisant les atomes du milieu qu'ils traversent, mais aussi en émettant un rayonnement électromagnétique de freinage chaque fois qu'ils sont déviés de leurs trajectoires. Ce dernier point est caractéristique de la faible masse de l'électron, alors que les autres particules perdent de l'énergie à des énergies beaucoup plus élevées, et la section efficace varie comme suit :

$$\left(\frac{1}{Mc^2}\right)^2 \quad (\text{I.11})$$

Avec M masse de la particule ralentissant. (Messaoudene., 2007)

1.11.3. Interaction des rayons γ dans la matière

Lorsque le rayonnement gamma pénètre dans la matière, un nombre relativement élevé d'interactions différentes peuvent se produire. La gamme d'énergie qui intéresse la physique nucléaire expérimentale est comprise entre environ 100 keV et quelques MeV. Trois événements peuvent alors se produire qui provoquent la perte du photon incident : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la formation de paires. Tous trois entraînent un transfert d'énergie partiel ou complet vers un ou deux électrons. Ces électrons sont alimentés par une énergie cinétique élevée et peuvent à leur tour ioniser des dizaines de molécules. (Denden, 2009).

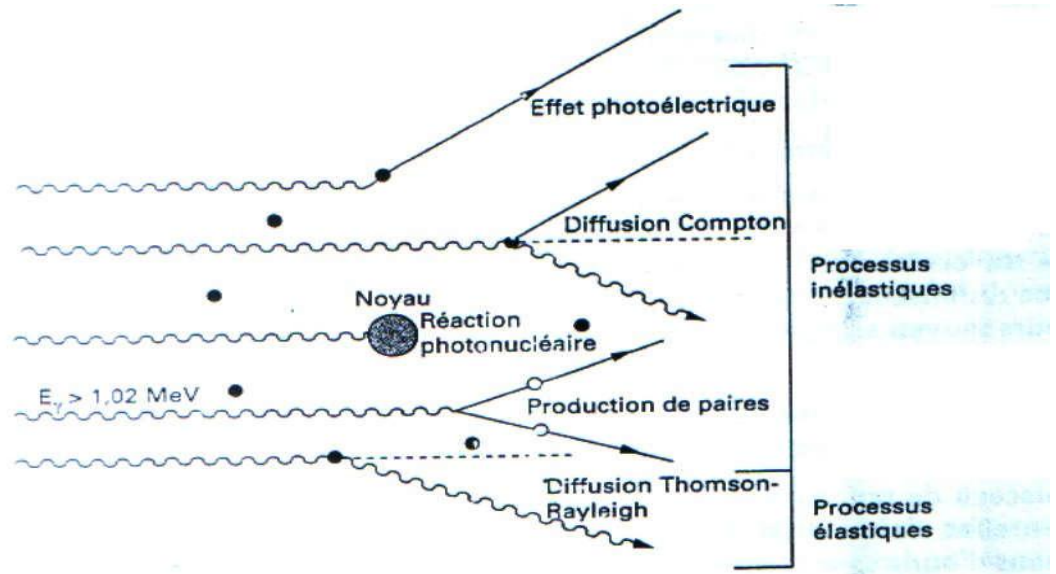


Figure I.5 : Modes d'interaction des photons avec la matière (Messaoudene, 2007)

1.11.4. Les modes d'interaction des photons

a. Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique est l'absorption d'un photon d'énergie $E_\gamma = h\nu$ par un électron atomique, lequel acquiert une énergie cinétique T_e suffisante pour être éjecté de son atome.

La relation établie par Einstein nous donne approximativement (Rey, 2007):

$$T_e \cong E_\gamma - L_e = h\nu - L_e \tag{I.12}$$

Où L_e est l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome ; elle est comprise entre 0.01 et 100 keV selon l'atome cible et la couche occupée par l'électron atomique. La figure illustre ce processus :

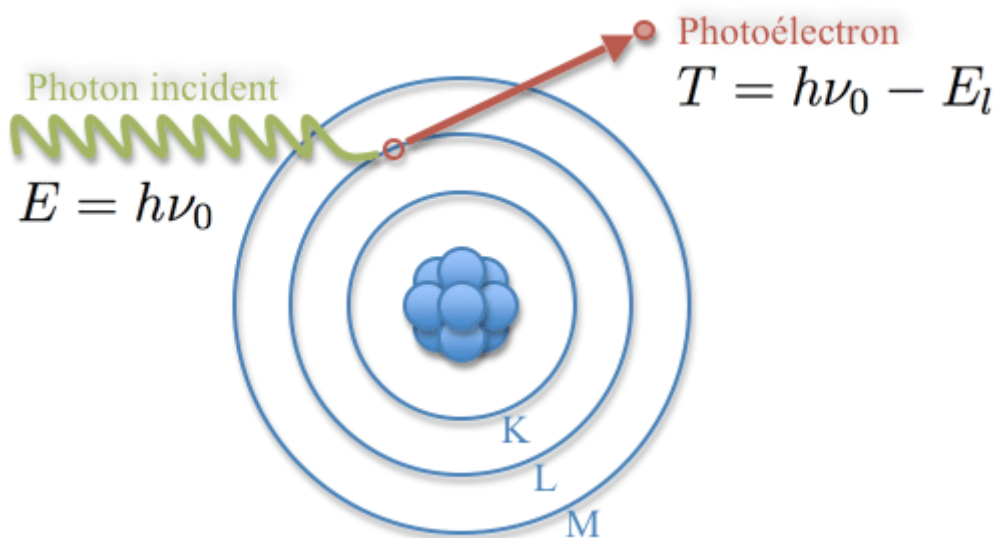


Figure I.6 : Effet photoélectrique(Nicol, 2010)

b. La diffusion incohérente ou effet Compton

L'effet Compton correspond à la diffusion, avec perte d'énergie, d'un photon γ par un électron du milieu, comme illustré à la figure. Le photon incident est diffusé d'un angle θ par rapport à sa direction originelle et cède une partie de son énergie à l'électron qui est, quant à lui, éjecté avec un angle ϕ . La relation entre la longueur d'onde λ_0 du photon incident et celle λ du photon diffusé est donnée par (Rey, 2007) :

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{h}{e} (1 - \cos\theta) \quad (\text{I.13})$$

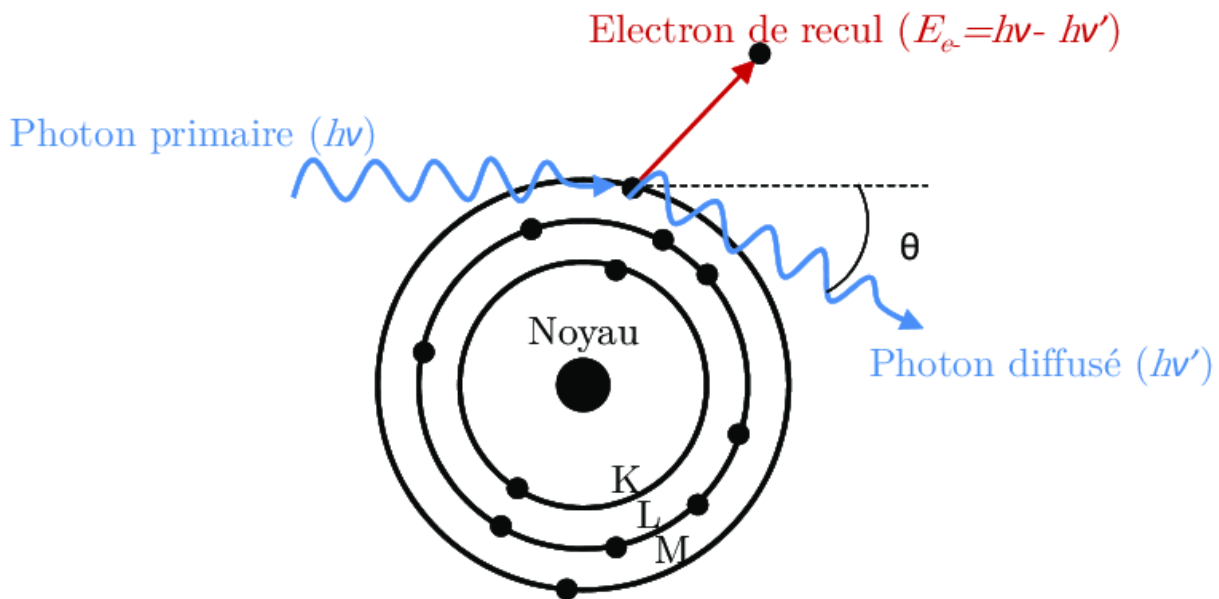


Figure I.7 : Diffusion Compton (Nicol, 2010)

c. La diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh est un processus dans lequel un photon incident interagit avec les électrons d'un atome. Lors de cette interaction, les électrons de l'atome oscillent en phase avec le champ électromagnétique du photon, ce qui entraîne l'émission d'un photon diffusé dans une direction différente, mais avec la même énergie que le photon incident. Cette diffusion cohérente est principalement observée dans les gaz ou les liquides clairs, où les atomes sont bien espacés. Un exemple courant de diffusion Rayleigh est la dispersion de la lumière dans l'atmosphère, qui donne au ciel sa couleur bleue. En tant que physicien, l'étude de la diffusion Rayleigh permet de comprendre les propriétés de la lumière et de la matière, ainsi que d'utiliser cette diffusion pour des applications expérimentales telles que la caractérisation des matériaux. (Nicol, 2010)

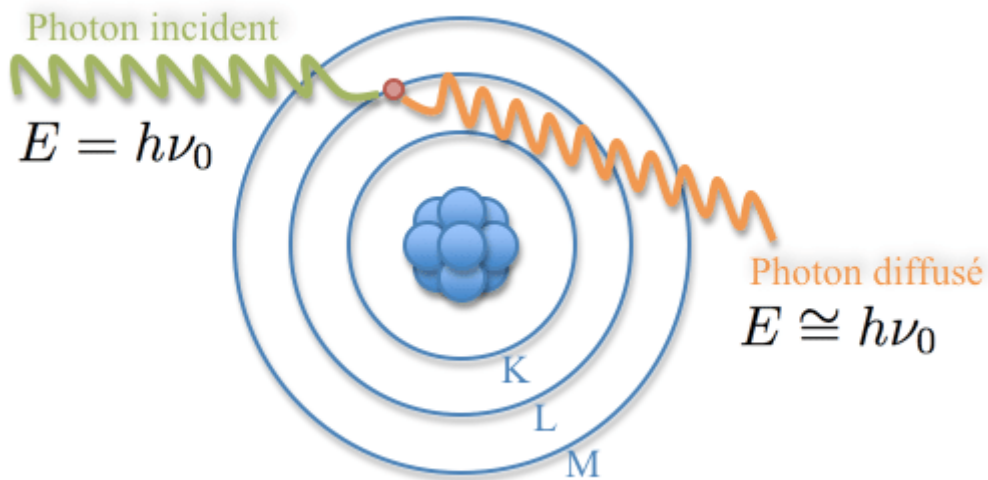


Figure I.8 : Diffusion Rayleigh(Nicol, 2010)

d. L'effet de production de paires

Le champ électrique (Coulombien) intense qui entoure un noyau peut transformer un photon en négaton et positron : c'est l'effet de production de paires (figure 09)

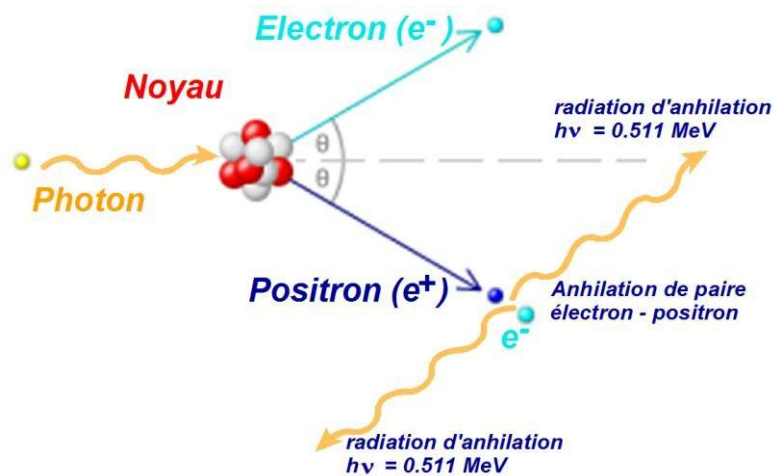


Figure I.9: Effet de production de paires. (Mohonne, 2010)

Le photon, d'énergie $h\nu$, disparaît et son énergie est utilisée pour créer la paire et communiquer de l'énergie cinétique à l'électron et au positron, d'après la conservation de l'énergie :

$$T_{e^-} + T_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2 \tag{I.14}$$

T_{e^-} et T_{e^+} sont respectivement les énergies cinétiques de l'électron et du positron. (Mohonne, 2010)

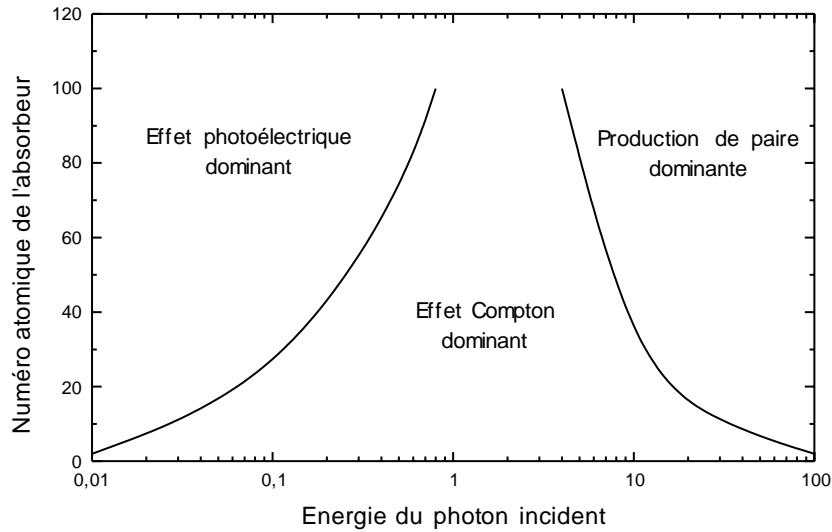


Figure I.10 : Importance relative des modes d'interaction des rayonnements γ avec la Matière (Mohonne, 2010)

1.12.5. Interaction matière-rayons X

Les rayons X en interaction avec la matière sont affaiblis par des processus d'ionisation ou d'excitation du rayonnement électromagnétique, provoquant le croisement des atomes de matière. L'énergie du rayonnement entrant, quelle que soit sa nature, peut être utilisée pour déplacer les atomes de matière de leur état fondamental à un état excité en supprimant un électron. La durée de vie de cet état excité (ou ionisé) est très courte (de l'ordre de 10^{-6} s pour un atome isolé).

L'atome revient à son état fondamental par des transitions électroniques successives, chaque transition correspondant à l'émission d'une raie caractéristique. (Benoit et al 1987).

1.12. La loi d'atténuation du rayonnement dans la matière

La loi d'atténuation du rayonnement dans la matière décrit comment le flux d'un faisceau de photons diminue exponentiellement lorsqu'il pénètre dans un milieu et interagit avec la matière. Cette loi peut être exprimée mathématiquement de la manière suivante :

$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot \rho \cdot x} \quad (\text{I.15})$$

Où I est l'intensité du faisceau de photons après avoir traversé une distance x dans le milieu, I_0 est l'intensité initiale du faisceau, μ est le coefficient d'atténuation massique (exprimé en cm^2/g), et \exp est la fonction exponentielle.

Le coefficient d'atténuation massique, μ/ρ , dépend de la composition et de la densité de la matière traversée. Il est la somme des coefficients correspondant aux différents effets d'interaction des photons avec la matière, tels que la diffusion Compton, l'effet photoélectrique et la création de paires électron-positron. Chaque effet contribue de manière différente à l'atténuation du faisceau de photons en fonction de l'énergie des photons et des propriétés de la matière.

En utilisant cette loi d'atténuation, il est possible de quantifier l'interaction des photons avec la matière et de prédire comment le flux de photons sera atténué en fonction de la composition et de la densité du matériau traversé. Cela est crucial dans de nombreuses applications, telles que la radiographie, la radiothérapie et la détection de rayonnement, où la connaissance de l'atténuation du rayonnement est essentielle pour l'interprétation des données et la protection contre les effets nocifs. (Hajjar, 2014)

1.13. Ionisation en couche électronique interne

Lorsqu'il s'agit de déclencher le processus de fluorescence X dans les atomes d'un échantillon, deux modes d'ionisation peuvent être utilisés : l'ionisation par photons et l'ionisation par particules accélérées.

a. Ionisation par photons

Dans ce mode, les photons incidents sont produits par des dispositifs similaires aux tubes à rayons X ou par des sources radioactives où des radionucléides subissent une capture électronique interne. Lorsqu'un électron de la couche K disparaît de manière soudaine dans une telle source, cela crée un vide qui provoque un réarrangement des électrons de l'atome, ce qui entraîne l'émission de rayons X. Les électrons d'un atome sont répartis dans différentes couches, et plus une couche est proche du noyau, plus l'énergie de liaison entre le noyau et l'électron est élevée. Si les photons incidents ont une énergie suffisamment élevée (supérieure ou égale à l'énergie de liaison de l'électron), ils peuvent arracher des électrons situés près du noyau de l'atome, provoquant ainsi l'ionisation de l'atome.

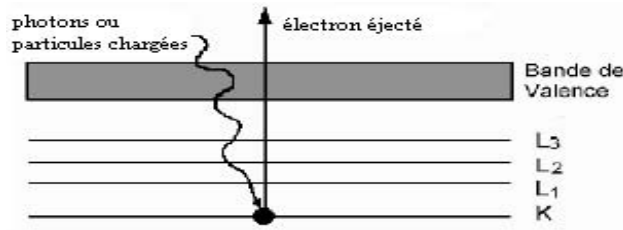


Figure I.11 : L'ionisation en couche électronique interne (Ben Abdelouahed, 2018)

b. . Ionisation par particules accélérées

Ce mode d'ionisation, connu sous le nom de PIXE (Particle Induced X-ray Emission), implique l'accélération de particules, principalement des protons et des particules alpha, pour déclencher la fluorescence X. Les interactions coulombiennes entre le faisceau incident de particules accélérées et la matière entraînent l'éjection d'électrons des atomes constituant la matière. Cette ionisation se produit lorsque les particules chargées interagissent avec les électrons de l'atome, transférant une partie de leur énergie cinétique aux électrons et les éjectant de leurs orbites.

Dans les deux cas, l'ionisation des atomes conduit à la création d'ions chargés positivement et à des réarrangements électroniques qui peuvent entraîner l'émission de rayonnement X caractéristique. Cela permet d'étudier la composition élémentaire des échantillons et d'obtenir des informations sur leur structure atomique. (Messaoudene, 2007)

1.14. Excitation et désexcitation des couches internes des atomes

a. Excitation des couches internes des atomes

Lorsque des rayons X ou des électrons interagissent avec la matière, ils peuvent exciter les couches électroniques internes des atomes. Une partie de leur énergie est utilisée pour augmenter l'énergie potentielle des atomes en les faisant passer d'un état fondamental à un état excité, entraînant l'éjection d'un électron. Pour ioniser un atome au niveau X (avec $X = K, L_1, L_2, \dots$), une certaine énergie W_X spécifique à ce niveau doit être fournie à l'atome concerné. Cette énergie est d'autant plus élevée que l'atome est plus lourd et que l'électron se trouve plus près du noyau. La seule condition est que l'énergie incidente E_0 soit supérieure à W_X . Lorsqu'un atome est ionisé, un électron orbital correspondant est éjecté avec une énergie cinétique E_c , qui est la différence entre l'énergie perdue par le rayonnement incident et l'énergie potentielle W_X .

- Si le rayonnement incident est électromagnétique (rayons X), l'électron éjecté est appelé photoélectron. La section efficace d'ionisation est maximale lorsque la fréquence incidente ν_0 est légèrement supérieure à la fréquence d'ionisation (ou la longueur d'onde incidente λ_0 est légèrement inférieure à la longueur d'onde d'ionisation).
- Si le rayonnement incident est électronique, l'électron éjecté est appelé électron secondaire. (Gravereau, 2011)

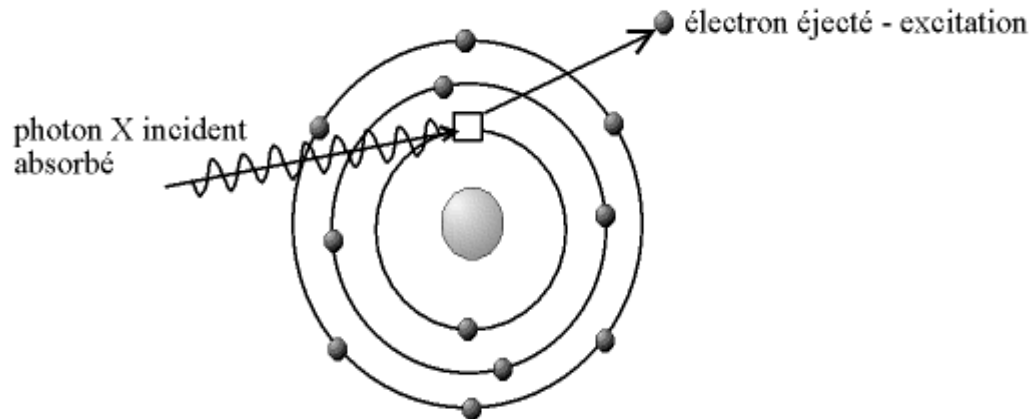


Figure I.12 : Excitation des couches internes (Picard, 2015)

b. Désexcitation des couches internes des atomes

Lorsqu'un atome est dans un état excité après avoir subi une ionisation, cet état est instable et a une durée de vie très courte, de l'ordre de 10^{-16} s. L'atome a tendance à revenir à son état fondamental en effectuant des transitions électroniques de type $Y \rightarrow X$, où un électron saute d'un niveau Y, qui est plus externe, vers le niveau X. L'énergie $\Delta W = W_X - W_Y$ est ainsi libérée lors de cette transition, notamment sous forme de rayonnement X caractéristique.

Il y a deux mécanismes principaux de désexcitation des couches internes des atomes :

- *La désexcitation radiative*, également appelée fluorescence X, où l'énergie libérée est émise sous forme de photons X. Ces photons ont des énergies caractéristiques correspondant aux différences d'énergie entre les niveaux électroniques impliqués dans la transition. La fluorescence X est utilisée en spectroscopie X pour l'analyse des matériaux.

- *La désexcitation non-radiative*, connue sous le nom d'effet Auger, où l'énergie libérée est transférée à un autre électron plutôt que d'être émise sous forme de photon. Cela peut entraîner l'éjection d'un électron de la couche externe, créant ainsi un trou électronique. L'effet Auger est important dans divers domaines, notamment la physique des semi-conducteurs et la caractérisation des surfaces. (Gravereau, 2011).

Ces mécanismes de désexcitation des couches internes des atomes permettent de libérer l'énergie emmagasinée lors de l'ionisation et de rétablir l'atome à son état fondamental.

1.15. Fluorescence X

a. La fluorescence

La fluorescence est un phénomène optique dans lequel une substance, appelée fluorophore, absorbe de l'énergie lumineuse à une certaine longueur d'onde et émet de la lumière à une longueur d'onde différente. Ce processus d'émission de lumière est souvent observé après que le fluorophore a été excité par une source d'énergie externe telle qu'une lumière ultraviolette (UV) ou une lumière laser. (Rar, 2006)

b. Principe de fluorescence X

Effectivement, dans le principe de la fluorescence X, l'échantillon est bombardé par des rayons X. Lorsque les rayons X interagissent avec les électrons des couches internes de l'échantillon, ils peuvent éjecter ces électrons, laissant des "trous" dans ces couches internes. Immédiatement, les électrons des couches externes tombent pour remplir ces trous, passant à des niveaux plus internes. Chaque transition électronique de la couche externe à la couche interne émet un rayon X caractéristique, également appelé photon de fluorescence. L'énergie de ce rayon X est égale à la différence d'énergie entre les deux couches électroniques impliquées dans la transition. Par exemple, si l'électron fait une transition de la couche L_2 à la couche K, l'énergie du photon de fluorescence émis sera donnée par la différence d'énergie entre la couche K et la couche L_2 .

Cette émission de rayons X caractéristiques est utilisée dans la technique de spectrométrie de fluorescence X (XRF) pour analyser la composition élémentaire des échantillons. En mesurant les énergies et les intensités des rayons X émis, on peut déterminer les éléments présents dans l'échantillon et leur concentration relative. (Bendjedi, 2018)

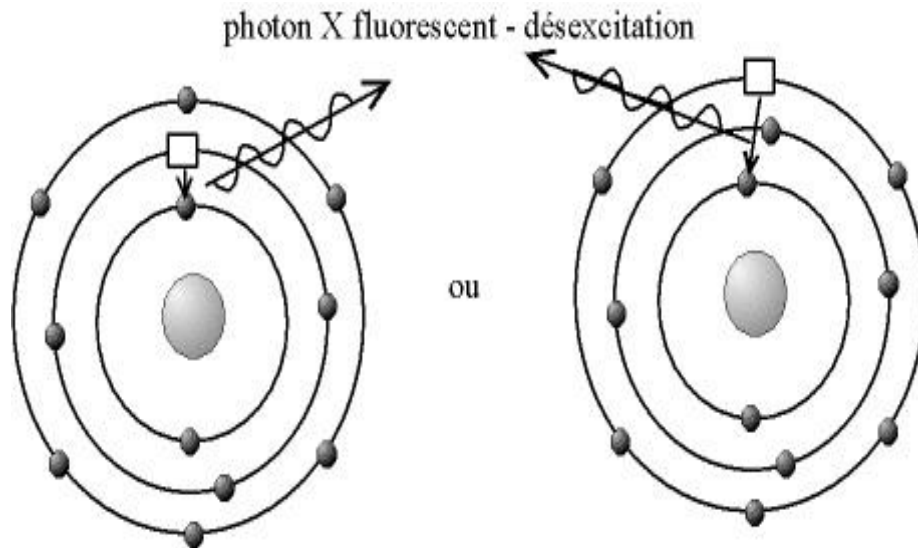


Figure I.13 : désexcitation par émission fluorescente. (Picard, 2015)

c. Rendement de fluorescence

Le rendement de fluorescence d'une couche ou d'une sous-couche atomique est une mesure de la probabilité pour qu'une lacune dans cette couche ou sous-couche soit comblée par une transition radiative, c'est-à-dire par l'émission d'un rayon X caractéristique.

Le rendement de fluorescence d'une couche est défini comme le rapport entre le nombre de rayons X émis (I_x) lors des transitions radiatives depuis cette couche, et le nombre initial de lacunes (nx) présentes dans cette couche. En d'autres termes, c'est le nombre de transitions radiatives qui se produisent par rapport au nombre de lacunes initiales.

(I.16)

Soit ω_i^X le rendement de fluorescence de la i ème sous-couche d'une couche dont le nombre quantique principal est désigné par X (X= K, L, M..) selon l'équation donnant le rendement de fluorescence d'une couche atomique, on obtient pour une sous-couche :

$$\overline{\omega_X} = \sum_{i=1}^K N_i^X \omega_i^X \quad (\text{I.17})$$

Où N_i^X est le nombre relatif de lacunes primaires dans la i ème sous-couche de la couche X (Saadaoui, 2013) :

$$N_i^X = \frac{n_i^X}{\sum n_i^X} \text{ et } \sum_{i=1}^K N_i^X = 1 \quad (\text{I.18})$$

1.16. L'effet Auger

L'émission d'électrons Auger est un phénomène de relaxation atomique qui se produit après l'éjection d'un électron d'une couche profonde de l'atome. Les étapes de ce processus sont les suivantes:

1. Éjection de l'électron initial : Initialement, un électron d'une couche profonde est éjecté de l'atome, généralement par effet photoélectrique sous l'action de rayons X incidents.
2. Transition électronique : Un autre électron d'une couche périphérique change d'orbitale pour occuper la place vacante créée par l'électron éjecté. Cette transition électronique est accompagnée de la libération d'énergie.
3. Émission d'un photon X ou électron Auger : Cette transition électronique peut conduire à deux résultats possibles. Soit un photon X est émis, ce qui est lié à la fluorescence X. Soit un autre électron est éjecté de l'atome, appelé électron Auger. L'électron Auger possède une énergie spécifique et est caractéristique de chaque atome.
4. Cascade Auger : Si un électron Auger est émis, cela crée une nouvelle lacune dans l'atome. Cette lacune peut ensuite être comblée par un autre électron, déclenchant ainsi une réaction en chaîne appelée cascade Auger.

En plus des transitions Auger, des transitions de Coster-Kronig peuvent également se produire. Si la place vacante créée par l'électron éjecté est comblée par un électron d'une sous-couche supérieure de la même couche électronique, cela est appelé une transition de Coster-Kronig. Si la place vacante est comblée par un électron issu de la même sous-couche électronique, cela est appelé une transition super Coster-Kronig.

Les caractéristiques énergétiques des rayonnements de fluorescence X et des électrons Auger, ainsi que leurs probabilités d'émission, sont spécifiques à chaque atome. Ces phénomènes sont largement utilisés en spectroscopie et en analyse des matériaux pour déterminer leur composition et étudier les transitions électroniques au sein des atomes. (Rey et Montarou, 2006)

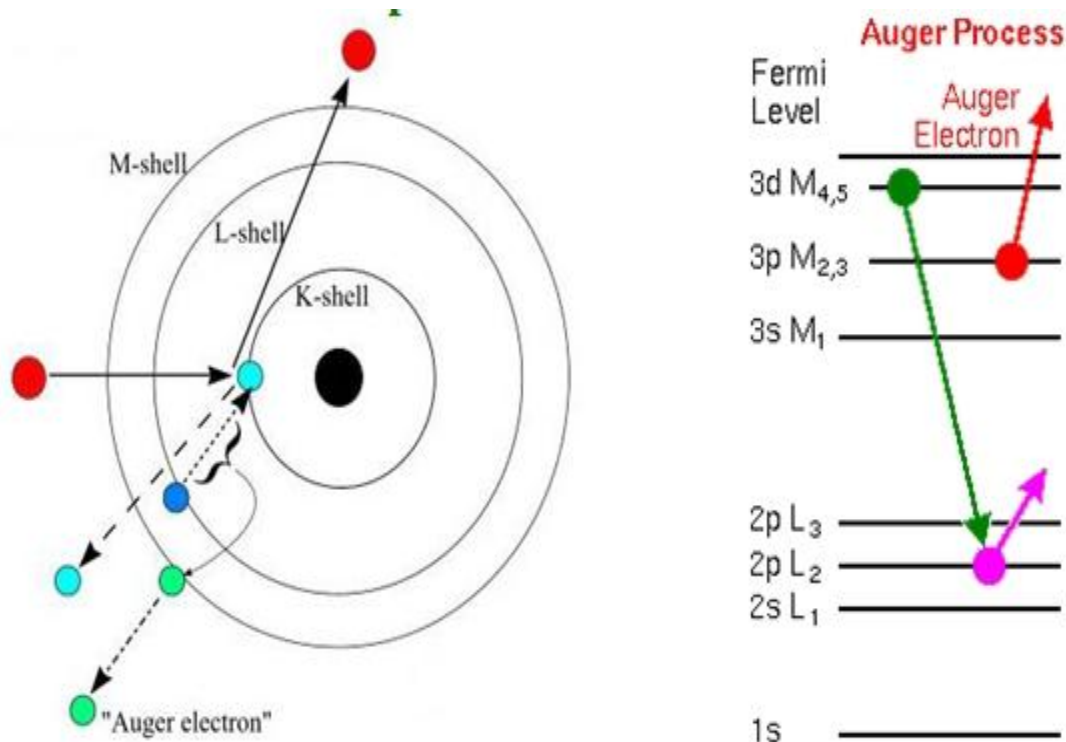


Figure I.14 : Représentation schématique d'une transition Auger. (Derradj, 2015)

I.17. Transitions de Coster-Kronig

Effectivement, les transitions de Coster-Kronig sont des processus qui se produisent entre deux niveaux d'une même couche électronique. Lorsqu'une lacune électronique se forme sur un niveau interne d'une couche, il est possible que cette lacune soit transférée à un niveau plus externe de la même couche avant qu'une transition radiative ou Auger ne se produise.

Les transitions de Coster-Kronig sont généralement plus rapides que les transitions entre différentes couches électroniques. Cela signifie que les lacunes créées sur les niveaux internes ont tendance à se déplacer vers le niveau le plus externe de la même couche avant de subir une transition radiative ou Auger. Ce phénomène a une influence sur le rendement de fluorescence, car il modifie la probabilité qu'une lacune dans une couche donnée soit comblée par une transition radiative. Les lacunes ont une plus grande probabilité d'être comblées par des transitions Coster-Kronig plutôt que par des transitions radiatives.

En conséquence, les lacunes produites sur les niveaux internes se retrouvent souvent sur le niveau le plus externe de la même couche, ce qui peut influencer les processus ultérieurs tels que l'émission de rayons X caractéristiques ou l'émission d'électrons Auger.

En étudiant les transitions de Coster-Kronig, deux approches peuvent être prises en compte. D'abord, le rendement moyen de fluorescence $\overline{\omega_X}$ peut être considéré comme une combinaison linéaire des rendements de fluorescence ω_i^X des sous-couches k définies par leurs distributions V_i^X des lacunes incluant le changement créé par les transitions de Coster-Kronig :

$$\overline{\omega_X} = \sum_{i=1}^k V_i^X \omega_i^X \quad (\text{I.19})$$

La probabilité de Coster-Kronig pour faire passer une lacune d'une sous-couche X_i à une autre sous-couche plus élevée X_j est désignée par f_{ij}^X et par conséquent les quantités V_i^X peuvent être écrites en fonction du N_i^X comme suit (Saadaoui, 2013):

$$V_1^X = N_1^X$$

$$V_2^X = N_2^X + f_{12}^X N_1^X$$

$$V_3^X = N_3^X + f_{23}^X N_2^X + (f_{13}^X + f_{12}^X f_{23}^X) N_1^X$$

.

.

.

.

$$V_k^X = N_k^X + f_{k-1, k}^X N_{k-1}^X + (f_{k-2, k-1}^X f_{k-1, k}^X) N_{k-2}^X + \dots + (f_{1k}^X + f_{12}^X f_{2k}^X + f_{12}^X f_{23}^X f_{3k}^X) N_1^X \quad (\text{I.20})$$

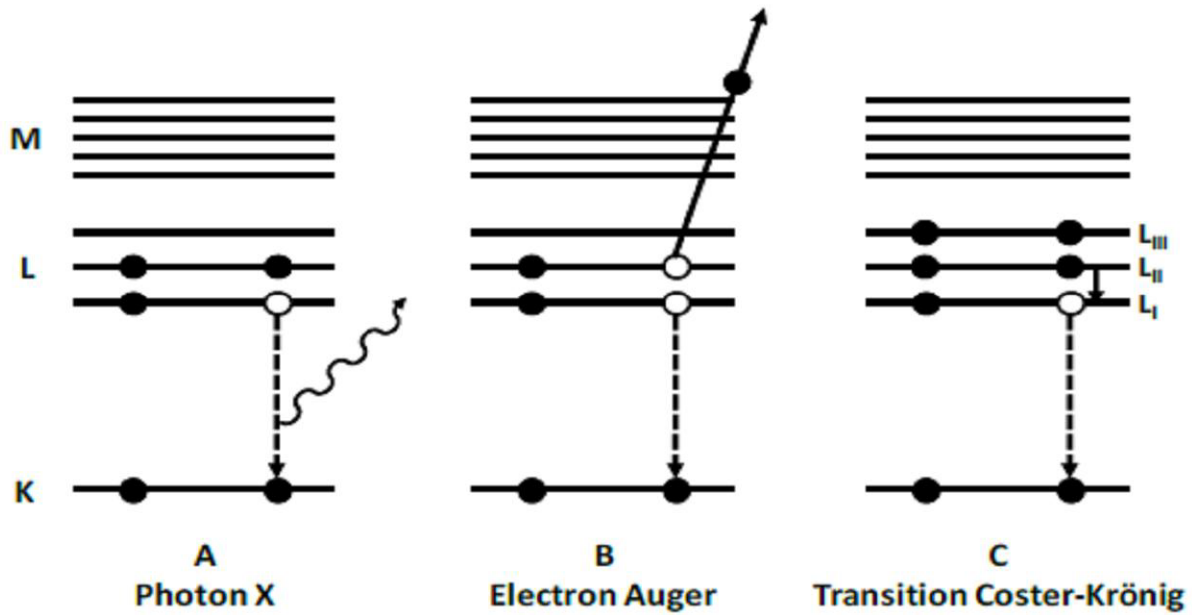


Figure I.15: Désexcitation par A-émission d'un photon X, B-émission d'un électron Auger, C-transition de Coster-Kronig (Dechoucha, 2013)

I.18. Section efficace

La section efficace σ_X de production de rayon X, pour une couche donnée, est égale au produit de la section efficace d'ionisation σ_i de ladite couche et du rendement de fluorescence

$$\sigma_X = \sigma_i \omega \tag{I.21}$$

Les sections efficaces de production des rayons X de la couche K, et les sections efficaces d'ionisation de la même couche sont liées par une relation simple faisant intervenir les rendements de fluorescences (ω_K), et les taux d'émission de rayons X pour les différentes transitions vers la couche K. La section efficace de production des raies K sera calculée à partir des expressions suivantes :

$$\sigma_{K\alpha}^X = \frac{1}{1 + \left(\frac{K\beta}{K\alpha}\right)} \omega_K \sigma_K^I \tag{I.22}$$

$$\sigma_{K\beta}^X = \frac{1}{1 + \left(\frac{K\beta}{K\alpha}\right)^{-1}} \omega_K \sigma_K^I \tag{I.23}$$

Aussi les sections efficaces de production de rayon X sont liées par relations simples faisant intervenir les rendements de fluorescence de sous couche $\omega_1, \omega_2, \omega_3$, les probabilités de transition de Coster Kronig f_{13}, f_{12} et f_{23} , et les taux d'émission de rayon X pour les différentes transitions.

Ainsi :

$$\omega_{\sigma_{X_{L1}}} = 1 \sigma_{L1} \quad (\text{I.24})$$

$$\sigma_{X_{L2}} = \omega_2 (\sigma_{L2} + f_{12} \sigma_{L1}) \quad (\text{I.25})$$

$$\sigma_{X_{L3}} = \omega_3 [\sigma_{L3} + f_{23} (\sigma_{L2} + f_{12} \sigma_{L1}) + f_{13} \sigma_{L1}] \quad (\text{I.26})$$

La section efficace de production de rayon X pour la couche L sera donc au total (Zidi, 2021).

$$\sigma_{X_L} = \sigma_{X_{L1}} + \sigma_{X_{L2}} + \sigma_{X_{L3}} \quad (\text{I.27})$$

Références Bibliographiques

- A. Bendjedi, Etude des paramètres d'interaction des rayonnements ionisants avec la matière en vue des applications analytiques, Thèse de doctorat, Université Mohamed Boudiaf - M'sila, 2018.
- A. Mehenna, Métrologie des rayonnements ionisants à l'aide d'une chambre a extrapolation, Thèse de doctorat, université des sciences et de la technologie houari Boumediene-Alger, 2010.
- A. Zidi, Calcul du rapport d'intensité d'émission des rayons X ($K\beta/K\alpha$) des éléments lourds, thème de master, Université Mohamed El Bachir El Ibrahimi –Bordj Bou Arreridj, 2021.
- B. Deghfel, Détermination des sections efficaces d'ionisation et de production des raies m des éléments lourds, Thèse de doctorat, Université Ferhat Abbas – Sétif, 2009.
- D. Benoit, F. Grillon, F. Maurice, J. Ruste and R. Tixier, Microanalyse par sonde électronique : Spectrométrie de Rayons X, Hoggar Edition, Paris, 1987.
- D. El Hajjar, Développement de la méthode PIXE à haute énergie auprès du cyclotron ARRONAX, thèse de doctorat, L'Université Nantes Angers Le Mans en France, 2014.
- F. Messaoudene, analyse et mesure de la radioactivité par les détecteurs solides de traces nucléaires(dstn), Thème de de Magister, Université Ferhat Abbas–SETIF, 2007.
- H. Ben Abdelouahed, Etude de la fluorescence X : Développement dans Geant4 de nouveaux modèles de sections efficaces pour la simulation PIXE. Applications biologiques et archéologiques, thèse de doctorat, l'Université de Tunis El Manar en Tunisie, 2004.
- H. RAR, système de détection et de mesure de la fluorescence, thème de master, Université du Québec À Montreal au Canada, 2006.
- H. REBOULI, Les probabilités de transfert lacunaire de la couche K (η_{KL}) : Base de données, thème de master, Université Mohamed El Bachir El Ibrahimi –Bordj Bou Arreridj, 2020.
- I. Derradj, Calcul des paramètres de la fluorescence X des couches atomiques internes pour des éléments de numéros atomiques $6 \leq Z \leq 99$, Thèse de doctorat, Université Mohamed Boudiaf - M'sila, 2019.
- J. Picard, Développement de la LIBS pour l'analyse en ligne de produits uranifères ou plutonifères solides, thèse de docteur de l'Université de Bourgogne en France, 2015.
- K. Larabi, Les aspects physiques et de Radioprotectons en Médecine Nucléaire : Extension des concepts à la Tomographie par émission de positron, Thème de de Magister, université des sciences et de la technologie houari Boumediene-Alger, 2010.

- L. Hamouda, Nouvelle base de données des rendements de fluorescence de la sous-couche L_3 , thème de master, Université Mohamed El Bachir El Ibrahimi –Bordj Bou Arreridj, 2015.
- M. Benslimane, Etude structurale des composés à base d'étain et de complexes organométalliques au cobalt et au manganèse, Thèse de doctorat, Université Mentouri – Constantine, 2004.
- M. Rey, Étude du tomographe de haute résolution pour petits animaux ClearPET par la méthode de Monte Carlo. Thèse de doctorat, EPFL, 2007.
- M. Saadaoui, Détermination des sections efficaces empiriques de production des raies M des éléments de numéros atomiques $60 \leq Z \leq 90$ par des protons, thème de master, Université Mohamed Boudiaf - M'sila, 2013.
- N. Ayadi, Etude des propriétés microbiologiques, physicochimiques et biochimiques d'une salade IVème gamme irradiée destinée aux personnes immunodéprimées, thème de master, université de carthage en Tunisie, 2013.
- N. Madani, Etude de quelques cristaux par diffraction de rayons X, thème de master, Université A.MIRA-BEJAIA, 2020.
- O. Denden, la radioactivité des eaux Thermales de la willaya de Setif, Thème de de Magister, Université Ferhat Abbas–SETIF, 2009.
- O. Rey, G. Montarou, Évaluation de l'effet Auger dans le mécanisme radio sensibilisant des nanoparticules d'or à l'aide du logiciel de calcul Monte-Carlo LQD (Travail de Master 2), Pôle santé du laboratoire de physique corpusculaire de Clermont-Ferrand, France, 2006.
- P. Gravereau. Introduction à la pratique de la diffraction des rayons X par les poudres, 3rd cycle, Université Bordeaux 1, France. 2011, pp.209.
- R. Kahoul, Construction d'une nouvelle base de données des rendements de fluorescence de la sous-couche L_1 , thème de master, Université Mohamed El Bachir El Ibrahimi –Bordj Bou Arreridj, 2015.
- S. Dechoucha, Sections efficaces semi-empiriques de production des couches M des éléments de numéros atomiques $60 \leq Z \leq 90$ par des protons en vue des applications analytiques, thème de master, Université Mohamed Boudiaf - M'sila, 2013.
- S. Nicol, Étude et construction d'un tomographe TEP/TDM pour petits animaux, combinant modules phoswich à scintillateurs et détecteur à pixels hybrides, thèse de doctorat, université de la méditerranée, aix-marseille II en France, 2010.
- S. Seghiri, Effets sur l'organisme des rayonnements ionisants (Effet Déterministe- Effet Stochastique), thème de master, Université Mohamed El Bachir El Ibrahimi –Bordj Bou Arreridj, 2021.

Chapitre II

*Base de données du facteur de saut de
d'absorption (J_k)*

II.1. Introduction

La physique des particules subatomiques est un domaine fascinant de la physique moderne qui étudie les constituants les plus fondamentaux de l'univers. Dans ce contexte, le rapport de saut J_k est un concept clé qui a suscité un grand intérêt chez les chercheurs. Il est utilisé pour décrire les propriétés de saut des particules subatomiques dans un environnement quantique, et il joue un rôle crucial dans la compréhension du comportement des particules à l'échelle la plus élémentaire.

Le rapport de saut J_k est un paramètre quantitatif qui caractérise la probabilité de transition d'un état à un autre pour une particule subatomique. Il est souvent utilisé pour décrire les transitions entre les niveaux d'énergie des particules, ainsi que les interactions entre différentes particules dans des processus de désintégration, de diffusion ou de création de nouvelles particules. La compréhension des propriétés de saut de ces particules est essentielle pour comprendre les lois fondamentales qui régissent le comportement des particules subatomiques et pour expliquer les observations expérimentales dans le domaine de la physique des particules.

Dans ce chapitre, on a présenté et étudié les valeurs expérimentales du rapport de saut J_k (171 valeurs) compilés pendant la période de 2001 à 2023, pour les éléments de numéro atomique $22 \leq Z \leq 92$. Nous avons rassemblé les données expérimentales de (J_k) compilées par différents auteurs (21 papiers).

II.2. Mesure du facteur de saut d'absorption (J_k)

Le facteur de saut d'absorption de la couche K est la probabilité que le photon incident observé éjecte un électron de couche L ou supérieur. Le rendement de fluorescence de la couche K est la probabilité que la transition électronique conduise à l'émission d'un photon caractéristique plutôt qu'à l'éjection d'un électron Auger. Le taux d'émission fractionnaire pour la couche K est la probabilité que la situation photonique K_β . Ces probabilités peuvent être utilisées dans une probabilité d'excitation. Et nombre de chercheurs ont travaillé sur le rapport de saut d'absorption couche/sous-couche K et L_3 et le facteur de saut. Il existe quatre façons différentes de déterminer le taux de saut d'absorption et le facteur de saut. La première méthode est la fluorescence à rayons X à dispersion d'énergie (EDXRF) méthode (Ertuğrul et al 2002 ; Budak et al 2003 ; Bennal and Badiger 2007 ; Sidhu et al 2011 ; Kaya et al 2011 ; Akman et al 2015 ; Kaçal et al 2015) basé sur la détermination des paramètres de fluorescence tels que la section efficace de production, le rendement de fluorescence, le rapport d'intensité, l'absorption atomique totale et la section efficace de diffusion. La deuxième méthode est la méthode d'atténuation des rayons X ou gamma (Polat et al 2005 ; Kaya et al 2007 ; Kaya et al 2008 ; Niranjana

et al 2013). Dans cette méthode, le taux de saut d'absorption est déterminé en utilisant les coefficients d'atténuation massique, l'atténuation totale ou les sections efficaces photoélectriques à la fois au-dessous et au-dessus du bord d'absorption associé. L'autre méthode est la méthode d'atténuation Compton (Budak and Polat 2004 ; Polat et al 2004 ; Polat et al 2013). La seule différence entre la méthode d'atténuation Compton et la méthode d'atténuation des rayons X est un moyen d'obtenir une source secondaire. Les photons gamma diffusés par Compton à partir d'éléments de faible numéro atomique sont utilisés dans cette méthode. La dernière méthode est la méthode bremsstrahlung (Nayak et Badger 2006 ; Hosur et al 2011) basé sur un rayonnement continu de bremsstrahlung provenant d'une source bêta faible est autorisé à tomber sur une cible mince. (Akman et al 2016)

Tout d'abord, le facteur de saut J_k de couche K d'un élément est dérivé à l'aide de la relation suivante :

$$J_k = \frac{\sigma_{k\alpha}}{(\sigma_t - \sigma_{ts})\omega_k F_{k\alpha}} \quad (\text{II.1})$$

Où $\sigma_{K\alpha}$, σ_t et σ_{ts} sont K_α la section efficace de production de rayons X, section efficace totale de l'interaction atomique et total section efficace de diffusion aux photons incidents d'énergie, respectivement, ω_k est le rendement de fluorescence de la couche K et $F_{K\alpha}$ la fraction des taux K_α d'émission de rayons X. (Kacal 2015)

Le facteur de saut d'absorption de la couche K est la probabilité qu'un électron de couche K soit éjecté de l'élément cible plutôt que de toute autre couche. Le facteur de saut d'absorption J_k de couche K est lié au rapport de saut d'absorption r_k de couche K par la relation suivent (Bennal et Badiger 2007) ;

$$J_k = \frac{\text{absorption au niveau K}}{\text{absorption à tous les niveaux}} = \frac{\tau_k}{\tau_k + \tau_L + \tau_M + \dots} \quad (\text{II.2})$$

$$J_k = \frac{r_k - 1}{r_k} \quad (\text{II.3})$$

Les facteurs de saut J_k de couche K ont été déterminés en mesurant des paramètres de fluorescence de couche K tels que les sections efficaces de production de rayons X ($\sigma_{k\alpha}$, $\sigma_{k\beta}$), le rendement de fluorescence de la couche K (ω_k), K_β à K_α rapports d'intensité des rayons X, $\frac{I_{K\beta}}{I_{K\alpha}}$ coefficients d'atténuation et de masse (μ/ρ), sections efficaces totales d'interaction atomique (σ_t).

Les sections efficaces théoriques de fluorescence peuvent être calculées à partir de eq 4 à l'aide des valeurs théoriques de la section efficace de photo ionisation de la couche K ($\sigma_k(E)$), du rendement de fluorescence de la couche K (ω_k) et du taux d'émission fractionnaire de rayons X Ki ($i = \alpha, \beta$) (f_{ki})

$$\sigma_{ki} = \frac{N_{ki}}{I_0 G \varepsilon_{ki} \beta t} \quad (i = \alpha, \beta) \quad (\text{II.4})$$

Où le produit $I_0 G$ est l'intensité du rayonnement excitant tombant sur la zone des échantillons cibles visibles vers le détecteur, N_{ki} est le nombre net de comptes sous le pic photographique correspondant, t est l'épaisseur massique de l'échantillon en g / cm^2 , ε_{ki} est l'efficacité du détecteur pour les rayons X Ki et β est le facteur de correction d'auto-absorption pour les photons incidents et les K photons de rayons X émis.

Il y a aussi la valeur du photon incident effectif facteur de flux $I_0 G \varepsilon_{ki}$ dans l'équation (4), donne par la relation :

$$I_0 G \varepsilon_{ki} = \frac{N_{ki}}{\sigma_{ki} \beta_{ki} t} \quad (\text{II.5})$$

Où les différents termes ont la même signification que ceux expliqués dans l'équation (3), sauf que σ_{ki} est le rayon X section transversale de production de la cible. Les théoriques K sections efficaces de production de rayons X σ_{ki} sont calculées à l'aide de l'équation des paramètres fondamentaux :

$$\sigma_{ki} = \sigma_k(E) \omega_k F_{ki} \quad (\text{II.6})$$

Où $\sigma_k(E)$ est la section efficace de photoionisation de la couche K pour les éléments donnés à l'énergie d'excitation, ω_k est le rendement de fluorescence de la ligne de couche K et F_{ki} est le rapport fractionnaire des rayons X.

La fraction des vitesses radiatives des rayons X Ki ($i = \alpha, \beta$), F_{ki} , pour les éléments étudiés est définie à l'aide des relations suivantes (Kacal 2015) :

$$F_{k\alpha} = \left(1 + \frac{I_{K\beta}}{I_{K\alpha}}\right)^{-1} \text{ et } F_{K\beta} = \left(1 + \frac{I_{K\alpha}}{I_{K\beta}}\right)^{-1} \quad (\text{II.7})$$

Les rendements de fluorescence de la couche K pour les éléments étudiés sont dérivés des sections efficaces de fluorescence des rayons X mesurées en utilisant la relation (Turhan et Akman, 2023) :

$$\omega_k = \frac{\sigma_{ki}}{\sigma_k} \quad (\text{II.8})$$

II.3. Base de données

Plusieurs études expérimentales ont été faites sur Le rapport de saut J_K pour différents éléments. Il existe presque 173 valeurs de ce paramètre atomique dans notre base de données tirés directement de la littérature (22 articles) (Ertugrul., 2002) , (Budak et palot., 2004) , (Polat et al., 2004) , (Polat et al., 2005) , (Nayakand Badiger., 2006) , (Bennal et Badiger., 2007) , (Kaya et al., 2007) , (Kaya et al., 2008) , (Kaya et al., 2011) , (Hosur et al., 2011) , (Sidhu et al., 2011) , (Polat et al., 2013) , (Kacal et al., 2015a) , (Kacal et al., 2015b) , (Niranjana et Badiger., 2015) , (Akman et al., 2015) , (Akman et al., 2016) , (Küçükönder et al., 2017) , (Turhan et al., 2018) , (Turhan and Akman., 2023) , pour lesquels $22 \leq Z \leq 92$, où Z est le numéro atomique de la cible. Toutes ces valeurs sont obtenues par excitation des atomes par des photons.

La figure II.1 montre la distribution des valeurs expérimentales du J_K pour les atomes $22 \leq Z \leq 92$ collectés dans ce travail en fonction du numéro atomique Z de la cible. L'examen et l'analyse de cette figure montre :

- Presque tous les éléments de ${}_{22}\text{Ti}$ à ${}_{92}\text{U}$ sont couverts à l'exception des éléments tels que ${}_{31}\text{Ga}$, ${}_{36}\text{Kr}$, ${}_{53}\text{I}$, ${}_{54}\text{Xe}$, ${}_{84}\text{Po}$, ${}_{85}\text{At}$, ${}_{86}\text{Rn}$, ${}_{87}\text{Fr}$, ${}_{88}\text{Ra}$, ${}_{89}\text{Ac}$, et ${}_{91}\text{Pa}$. Car les données relatives à ces éléments ne sont pas encore rapportées puisqu'elles sont difficiles à manipuler.
- Il existe des cas isolés avec les données qui sont inférieures à deux valeurs (${}_{32}\text{Ge}$, ${}_{35}\text{Br}$, ${}_{37}\text{Rb}$, ${}_{38}\text{Sr}$, ${}_{43}\text{Tc}$, ${}_{52}\text{Te}$, ${}_{55}\text{Cs}$, ${}_{61}\text{Pm}$, ${}_{77}\text{Ir}$, ${}_{78}\text{Pt}$, ${}_{80}\text{Hg}$, ${}_{81}\text{Tl}$, ${}_{83}\text{Bi}$, ${}_{90}\text{Th}$ et ${}_{92}\text{U}$.
- Pour les éléments, ${}_{22}\text{Ti}$, ${}_{23}\text{V}$, ${}_{24}\text{Cr}$, ${}_{25}\text{Mn}$, ${}_{26}\text{Fe}$, ${}_{27}\text{Co}$, ${}_{28}\text{Ni}$, ${}_{29}\text{Cu}$, ${}_{30}\text{Zn}$, ${}_{33}\text{As}$, ${}_{34}\text{Se}$, ${}_{39}\text{Y}$, ${}_{40}\text{Zr}$, ${}_{41}\text{Nb}$, ${}_{42}\text{Mo}$, ${}_{44}\text{Ru}$, ${}_{45}\text{Rh}$, ${}_{46}\text{Pd}$, ${}_{49}\text{In}$, ${}_{50}\text{Sn}$, ${}_{51}\text{Sb}$, ${}_{56}\text{Ba}$, ${}_{57}\text{La}$, ${}_{59}\text{Pr}$, ${}_{60}\text{Nd}$, ${}_{62}\text{Sm}$, ${}_{63}\text{Eu}$, ${}_{65}\text{Tb}$, ${}_{69}\text{Tm}$, ${}_{70}\text{Yb}$, ${}_{71}\text{Lu}$, ${}_{72}\text{Hf}$, ${}_{73}\text{Ta}$, ${}_{74}\text{W}$, ${}_{75}\text{Re}$, ${}_{76}\text{Os}$, ${}_{79}\text{Au}$, et ${}_{82}\text{Pb}$. Avec plus de deux et moins de Cinq mesures pour le rapport de saut J_K .
- Et pour les éléments entre plus de Six et moins de huit on a ${}_{58}\text{Ce}$, ${}_{64}\text{Gd}$, ${}_{66}\text{Dy}$ et ${}_{68}\text{Er}$.

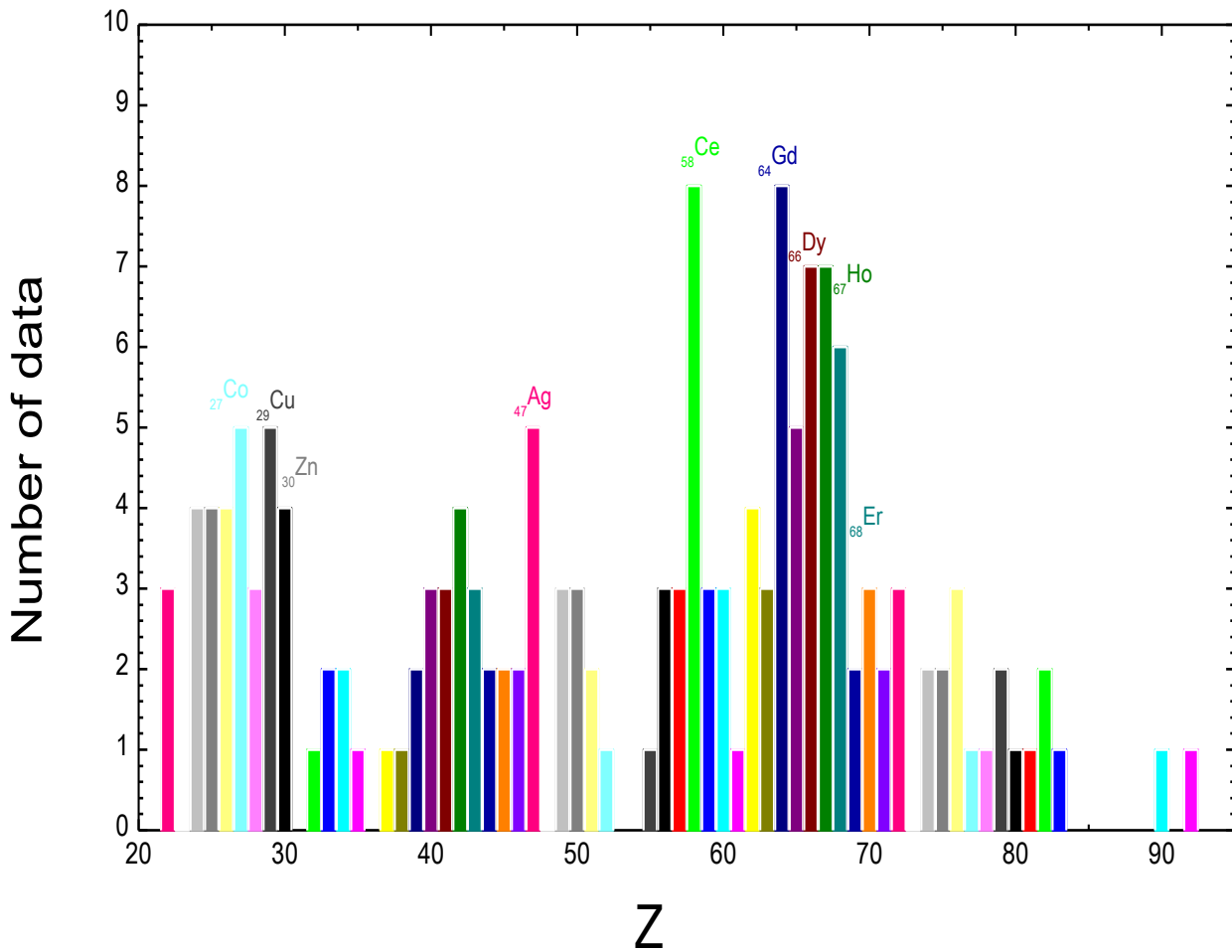


Figure II.1 : La distribution du nombre des valeurs expérimentales le rapport de saut J_K en fonction du numéro atomique Z .

Dans **la figure II.2** nous avons présenté un histogramme des données pour le rapport de saut J_K . Les lignes verticales indiquent le nombre annuel du rapport de saut J_K de la couche K publiés et compilés dans ce travail. L'examen de la figure indique :

- Pour la décennie (2001-2010), Le rapport de saut J_K était en totale 69 valeurs (1 en 2011, 14 en 2002, 17 en 2003, 9 en 2004, 3 en 2005, 4 en 2006, 12 en 2007, 8 valeurs en 2008) aucune valeur n'a été publiée durant les années 2009 et 2010.

- Période de la décennie entre (2011-2020), le champ des mesures de J_K a augmenté de façon remarquable, 85 points ont été publiés, avec un maximum de 42 valeurs pour les années 2015 et 20 valeurs en 2011, sans données en 2012, 2014 et 2019.
- Durant la dernière dans année 2023 le nombre de données expérimentales du rapport de saut J_K est 17 valeurs ça reviens aux travaux du (Turhan and Akman., 2023).

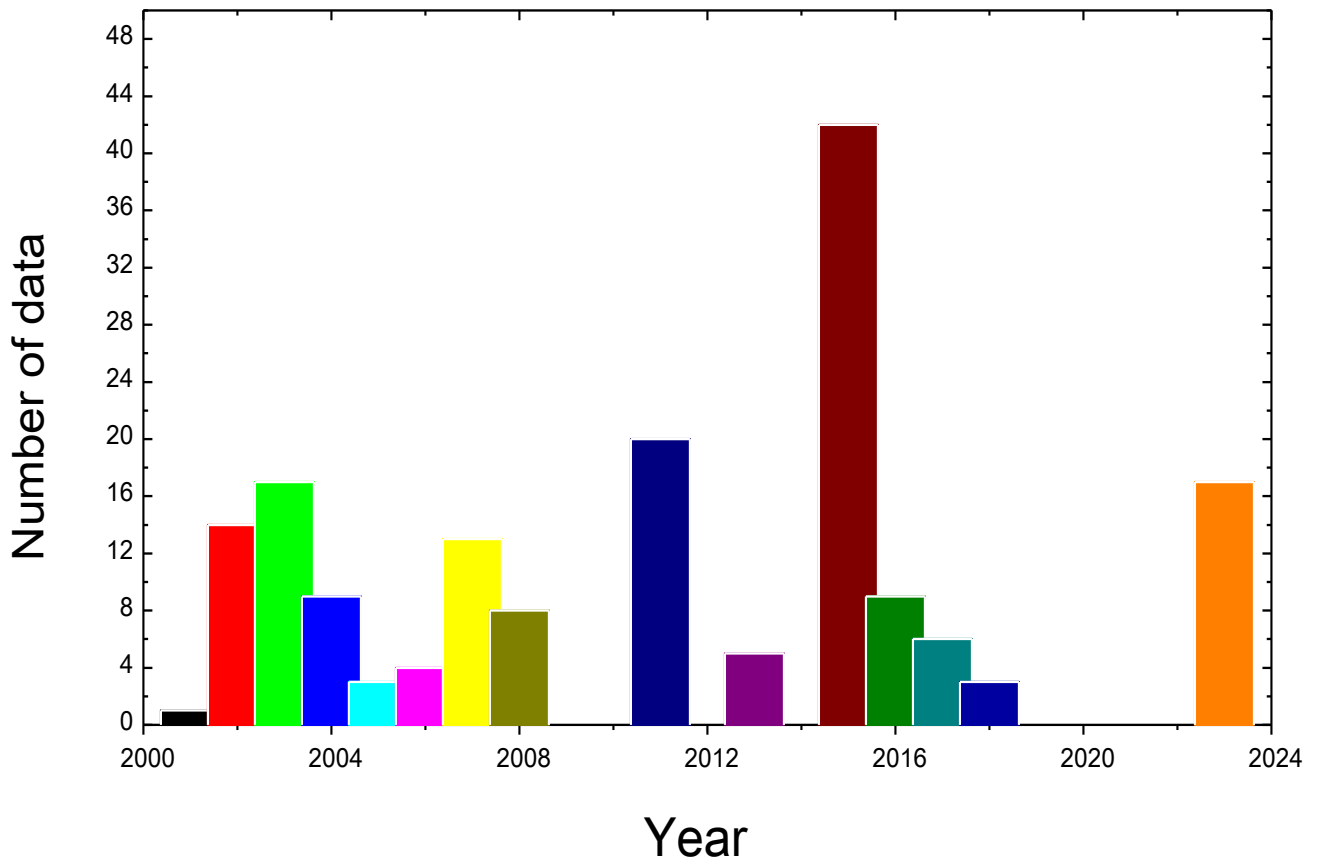


Figure II.2 : Histogramme du nombre des données expérimentales du rapport de saut J_K entre 2001 et 2023

Le tableau II.1 présente les mesures valeurs expérimentales dès le rapport de saut J_{K-exp} pour les atomes $22 \leq Z \leq 92$ obtenu par photoionisation. Les références aux valeurs expérimentales sont également répertoriées dans le tableau. Dans le même tableau, nous fournissons également la valeur moyenne pondérée (J_{K-w}) où l'incertitude de la valeur expérimentale est prise en compte selon l'équation suivante :

$$J_{K-w} \pm \varepsilon = \left[\left(\sum_{i=1}^N (\Delta J_k)_i^{-2} \right)^{-1} \sum_{i=1}^N \left[\frac{(J_k)_i}{(\Delta J_k)_i^2} \right] \right] \pm \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^N ((\Delta J_k)_i)^{-2}}}$$

- $(J_k)_i$ les valeurs expérimentales de le rapport de saut.
- $\Delta(J_k)_i$ L'incertitude sur les valeurs expérimentales.
- N le nombre de données expérimentales.

Dans le même tableau le rapport $R = \frac{J_{K-exp}}{J_{K-w}}$ est aussi présentés.

Les valeurs expérimentales J_{K-exp} sont données pour la première fois dans ce tableau.

Cette nouvelle donnée provient du rapport saut (J_K) de couche K des éléments atomiques $22 \leq Z \leq 92$ pourront être une source de données complémentaire des compilations.

Tableau II.1: Valeurs expérimentales du rapport saut (J_K) des éléments de numéro atomique

$$22 \leq Z \leq 92$$

Z	J_{K-exp} $\pm \Delta J_{K-exp}$	Références	$J_{K-w} \pm \varepsilon$	$R = \frac{J_{K-exp}}{J_{K-w}}$
Z=22, Ti	0.908 ± 0.035	(Kaçal et al., 2015a)	0.9070 ± 0.0272	1
	0.905 ± 0.054	(Kaçal et al., 2015b)		0.99
	0.906 ± 0.073	(Turhan et Akman., 2023)		0.99
Z=23, V	0.898 ± 0.045	(Kaçal et al., 2015a)	0.8998 ± 0.0335	0.99
	0.900 ± 0.072	(Küçükönder et al., 2017)		1
	0.904 ± 0.070	(Turhan et Akman., 2023)		1
Z=24, Cr	0.896 ± 0.034	(Kaçal et al., 2015a)	0.8972 ± 0.0247	0.99
	0.899 ± 0.053	(Kaçal et al., 015b)		1
	0.893 ± 0.071	(Küçükönder et al., 2017)		0.99
	0.903 ± 0.068	(Turhan et Akman., 2023)		1
Z=25, Mn	0.878 ± 0.052	(Sidhu et al., 2011)	0.8951 ± 0.0271	0.98
	0.900 ± 0.045	(Kaçal et al., 2015a)		1
	0.905 ± 0.063	(Küçükönder et al., 2017)		1.01
	0.901 ± 0.064	(Turhan et Akman., 2023)		1
Z=26, Fe	0.874 ± 0.052	(Sidhu et al., 2011)	0.8918 ± 0.0236	0.98
	0.899 ± 0.034	(Kaçal et al., 2015a)		1
	0.898 ± 0.053	(Kaçal et al., 2015b)		1
	0.883 ± 0.070	(Küçükönder et al., 2017)		0.99
Z=27, Co	0.873 ± 0.052	(Sidhu et al., 2011)	0.8896 ± 0.0239	0.98
	0.892 ± 0.045	(Kaçal et al., 2015a)		1
	0.893 ± 0.053	(Kaçal et al., 2015b)		1
	0.895 ± 0.062	(Küçükönder et al., 2017)		1
	0.898 ± 0.060	(Turhan et Akman., 2023)		1
Z=28, Ni	0.903 ± 0.045	(Kaçal et al., 2015a)	0.8952 ± 0.0288	1
	0.883 ± 0.052	(Kaçal et al., 2015b)		0.98
	0.897 ± 0.054	(Turhan et Akman., 2023)		1
Z=29, Cu	0.869 ± 0.052	(Chantler et al., 2001)	0.8698 ± 0.0229	0.99
	0.867 ± 0.052	(Sidhu et al., 2011)		0.99
	0.870 ± 0.044	(Kaçal et al., 2015a)		1
	0.878 ± 0.052	(Kaçal et al., 2015b)		1
	0.863 ± 0.060	(Küçükönder et al., 2017)		0.99
Z=30, Zn	0.859 ± 0.052	(Rae et al., 2010)	0.8812 ± 0.0246	0.97
	0.869 ± 0.052	(Sidhu et al., 2011)		0.98
	0.896 ± 0.045	(Kaçal et al., 2015a)		1.01
	0.894 ± 0.049	(Turhan et Akman., 2023)		1.01
Z=31, Ga				
Z=32, Ge	0.894 ± 0.045	(Kaçal et al., 2015a)	0.894 ± 0.045	1
Z=33, As	0.864 ± 0.051	(Sidhu et al., 2011)	0.8855 ± 0.0283	0.96
	0.895 ± 0.034	(Kaçal et al., 2015a)		1
Z=34, Se	0.887 ± 0.044	(Kaçal et al., 2015a)	0.8870 ± 0.0324	1
	0.887 ± 0.048	(Turhan et Akman., 2023)		1
Z=35, Br	0.885 ± 0.044	(Kaçal et al., 2015a)	0.885 ± 0.044	1
Z=36, Kr				
Z=37, Rb	0.882 ± 0.044	(Kaçal et al., 2015a)	0.882 ± 0.044	1

Z=38, Sr	0.858 ± 0.051	(Sidhu et al., 2011)	0.858 ± 0.051	1
Z=39, Y	0.882 ± 0.034	(Kaçal et al., 2015a)	0.8808 ± 0.0285	1
	0.878 ± 0.052	(Turhan et Akman., 2023)		0.99
Z=40, Zr	0.880 ± 0.050	(Ertugrul et al., 2002)	0.8775 ± 0.0279	1
	0.876 ± 0.044	(Kaçal et al., 2015a)		0.98
	0.877 ± 0.052	(Turhan et Akman., 2023)		0.99
Z=41, Nb	0.872 ± 0.050	(Budak et al., 2003)	0.8717 ± 0.0326	1
	0.869 ± 0.043	(Kaçal et al., 2015a)		0.99
	0.875 ± 0.049	(Turhan et Akman., 2023)		1
Z=42, Mo	0.860 ± 0.050	(Ertugrul et al., 2002)	0.8575 ± 0.0059	1
	0.857 ± 0.006	(Bennal et Badiger., 2007)		0.99
	0.871 ± 0.044	(Kaçal et al., 2015a)		1.01
	0.873 ± 0.050	(Turhan et Akman., 2023)		1.01
Z=43, Tc	0.857 ± 0.050	(Budak et al., 2003)	0.857 ± 0.050	1
Z=44, Ru	0.842 ± 0.050	(Budak et al., 2003)	0.8566 ± 0.0339	0.98
	0.869 ± 0.046	(Turhan et Akman., 2023)		1.01
Z=45, Rh	0.854 ± 0.050	(Budak et al., 2003)	0.8617 ± 0.0334	0.98
	0.868 ± 0.045	(Turhan et Akman., 2023)		1.01
Z=46, Pd	0.840 ± 0.050	(Ertugrul et al., 2002)	0.8541 ± 0.0339	0.98
	0.866 ± 0.046	(Turhan et Akman., 2023)		1.01
Z=47, Ag	0.790 ± 0.050	(Ertugrul et al., 2002)	0.8441 ± 0.0055	0.93
	0.801 ± 0.016	(Polat et al., 2005)		0.94
	0.850 ± 0.006	(Bennal et Badiger., 2007)		1
	0.877 ± 0.044	(Kaçal et al., 2015a)		1.03
	0.864 ± 0.045	(Turhan et Akman., 2023)		1.02
Z=48, Cd	0.837 ± 0.050	(Budak et al., 2003)	0.8463 ± 0.0058	0.98
	0.846 ± 0.006	(Bennal et Badiger., 2007)		0.99
	0.858 ± 0.043	(Kaçal et al., 2015a)		0.01
	0.834 ± 0.065	(Turhan et al., 2018)		0.98
	0.862 ± 0.045	(Turhan et Akman., 2023)		1.01
Z=49, In	0.829 ± 0.050	(Budak et al., 2003)	0.8430 ± 0.0059	0.98
	0.843 ± 0.006	(Bennal et Badiger., 2007)		1
	0.853 ± 0.042	(Kaçal et al., 2015a)		1.01
Z=50, Sn	0.839 ± 0.050	(Budak et al., 2003)	0.8412 ± 0.0059	0.99
	0.841 ± 0.006	(Bennal et Badiger., 2007)		0.99
	0.853 ± 0.042	(Kaçal et al., 2015a)		1.01
Z=51, Sb	0.830 ± 0.050	(Ertugrul et al., 2002)	0.8449 ± 0.0326	0.98
	0.856 ± 0.043	(Kaçal et al., 2015a)		1.01
Z=52, Te	0.830 ± 0.050	(Budak et al., 2003)	0.830 ± 0.050	1
Z=53, I				
Z=54, Xe				
Z=55, Cs	0.790 ± 0.021	(Polat et al., 2005)	0.790 ± 0.021	1
Z=56, Ba	0.782 ± 0.010	(Polat et al., 2005)	0.7870 ± 0.0095	0.99
	0.840 ± 0.039	(Kaçal et al., 2015a)		1.06
	0.824 ± 0.049	(Akman et al., 2016b)		1.04
Z=57, La	0.786 ± 0.022	(Polat et al., 2005)	0.7961 ± 0.0193	0.98
	0.828 ± 0.048	(Akman et al., 2016b)		1.04
	0.834 ± 0.073	(Turhan et al., 2018)		1.04
Z=58, Ce	0.840 ± 0.050	(Ertugrul et al., 2002)	0.8126 ± 0.0113	1.03

	0.835 ± 0.025 0.800 ± 0.016 0.800 ± 0.047 0.834 ± 0.092 0.803 ± 0.042 0.824 ± 0.046 0.833 ± 0.061	(Mallikarjuna et al., 2002) (Polat et al., 2013) (Akman et al., 2015) (Akman et al., 2015) (Akman et al., 2016b) (Akman et al., 2016a) (Turhan et al., 2018)		1.02 0.98 0.98 1.01 0.98 1.01 1.02
Z=59, Pr	0.833 ± 0.024 0.825 ± 0.050 0.821 ± 0.021	(Mallikarjuna et al., 2002) (Budak et al., 2003) (Polat et al., 2013)	0.8261 ± 0.0151	1 0.99 0.99
Z=60, Nd	0.810 ± 0.050 0.831 ± 0.024 0.827 ± 0.025	(Ertugrul et al., 2002) (Mallikarjuna et al., 2002) (Polat et al., 2013)	0.8270 ± 0.0164	0.97 1 1
Z=61, Pm	0.826 ± 0.050	(Budak et al., 2003)	0.826 ± 0.050	1
Z=62, Sm	0.813 ± 0.050 0.828 ± 0.024 0.816 ± 0.019 0.822 ± 0.043	(Budak et al., 2003) (Mallikarjuna et al., 2002) (Polat et al., 2013) (Kaçal et al., 2015a)	0.8202 ± 0.0135	0.99 1 0.99 1
Z=63, Eu	0.820 ± 0.050 0.794 ± 0.018 0.821 ± 0.041	(Budak et al., 2003) (Polat et al., 2013) (Kaçal et al., 2015a)	0.8005 ± 0.0157	1.02 0.99 1.02
Z=64, Gd	0.824 ± 0.024 0.824 ± 0.050 0.794 ± 0.019 0.794 ± 0.019 0.820 ± 0.041 0.812 ± 0.070 0.826 ± 0.084 0.793 ± 0.041	(Mallikarjuna et al., 2002) (Budak et al., 2003) (Budak et Polat., 2004) (Polat et al., 2004) (Kaçal et al., 2015a) (Akman et al., 2015) (Akman et al., 2015) (Akman et al., 2016b)	0.8035 ± 0.0104	1.02 1.02 0.98 0.98 1.02 1.01 1.02 0.98
Z=65, Tb	0.814 ± 0.050 0.837 ± 0.028 0.817 ± 0.028 0.790 ± 0.010 0.779 ± 0.045	(Budak et al., 2003) (Polat et al., 2004) (Polat et al., 2013) (Niranjana et Badiger., 2015) (Akman et al., 2016b)	0.7973 ± 0.0086	1.02 1.04 1.02 0.99 0.97
Z=66, Dy	0.821 ± 0.028 0.813 ± 0.050 0.765 ± 0.015 0.765 ± 0.015 0.839 ± 0.006 0.814 ± 0.034 0.790 ± 0.048	(Mallikarjuna et al., 2002) (Budak et al., 2003) (Budak et Polat., 2004) (Polat et al., 2004) (Hosur et al., 2011) (Kaçal et al., 2015a) (Akman et al., 2016b)	0.8205 ± 0.0050	1 0.99 0.93 0.93 1.02 0.99 0.96
Z=67, Ho	0.819 ± 0.024 0.805 ± 0.050 0.823 ± 0.039 0.823 ± 0.039 0.785 ± 0.006 0.812 ± 0.040 0.778 ± 0.036	(Mallikarjuna et al., 2002) (Budak et al., 2003) (Budak et Polat., 2004) (Polat et al., 2004) (Niranjana et Badiger., 2015) (Kaçal et al., 2015a) (Akman et al., 2016b)	0.7889 ± 0.0055	1.03 1.02 1.04 1.04 0.99 1.02 0.98
Z=68, Er	0.818 ± 0.024 0.817 ± 0.050	(Mallikarjuna et al., 2002) (Budak et al., 2003)	0.7685 ± 0.0094	1.06 1.06

	0.752 ± 0.016	(Budak et Polat., 2004)		0.97
	0.752 ± 0.016	(Polat et al., 2004)		0.97
	0.808 ± 0.040	(Kaçal et al., 2015a)		1.05
	0.767 ± 0.035	(Akman et al., 2016b)		0.99
Z=69, Tin	0.791 ± 0.016	(Kaya et al., 2007)	0.7980 ± 0.0113	0.99
	0.805 ± 0.016	(Kaya et al., 2008)		1
Z=70, Yb	0.796 ± 0.014	(Kaya et al., 2007)	0.8054 ± 0.0070	0.98
	0.786 ± 0.014	(Kaya et al., 2008)		0.97
	0.820 ± 0.010	(Hosur et al., 2011)		1.01
Z=71, Lu	0.803 ± 0.011	(Kaya et al., 2007)	0.7935 ± 0.0078	1.01
	0.784 ± 0.011	(Kaya et al., 2008)		0.98
Z=72, Hf	0.811 ± 0.023	(Nayak et Badiger., 2006)	0.8017 ± 0.0129	1.01
	0.787 ± 0.022	(Kaya et al., 2007)		0.98
	0.808 ± 0.022	(Kaya et al., 2008)		1
Z=73, Ta	0.804 ± 0.023	(Nayak et Badiger., 2006)	0.8036 ± 0.0102	1
	0.810 ± 0.016	(Kaya et al., 2007)		1
	0.797 ± 0.016	(Kaya et al., 2008)		0.99
Z=74, W	0.784 ± 0.018	(Kaya et al., 2007)	0.7837 ± 0.0117	1
	0.785 ± 0.018	(Kaya et al., 2008)		1
	0.783 ± 0.030	(Hosur et al., 2011)		0.99
Z=75, Re	0.771 ± 0.019	(Kaya et al., 2007)	0.7750 ± 0.0134	0.99
	0.779 ± 0.019	(Kaya et al., 2008)		1
Z=76, Os	0.790 ± 0.017	(Kaya et al., 2007)	0.7880 ± 0.0120	1
	0.786 ± 0.017	(Kaya et al., 2008)		0.99
	0.811	(Kaya et al., 2011)		1.02
Z=77, Ir	0.806	(Kaya et al., 2011)	0.806	1
Z=78, Pt	0.784	(Kaya et al., 2011)	0.784	1
Z=79, Au	0.799 ± 0.023	(Nayak et Badiger., 2006)	0.799 ± 0.023	1.01
	0.802	(Kaya et al., 2011)		1.01
Z=80, Hg	0.803	(Kaya et al., 2011)	0.803	1
Z=81, Tl	0.783	(Kaya et al., 2011)	0.783	1
Z=82, Pb	0.788 ± 0.022	(Nayak et Badiger., 2006)	0.788 ± 0.022	1
	0.804	(Kaya et al., 2011)		1.02
Z=83, Bi	0.787	(Kaya et al., 2011)	0.787	1
Z=84, Po				
Z=85, At				
Z=86, Rn				
Z=87, Fr				
Z=88, Ra				
Z=89, Ac				
Z=90, Th	0.781	(Kaya et al., 2011)	0.781	1
Z=91, Pa				
Z=92, U	0.787	(Kaya et al., 2011)	0.787	1

La figure II.3 présente toutes les données expérimentales du rapport saut (J_K) en fonction du numéro atomique Z des éléments de numéro atomique $22 \leq Z \leq 92$. Dans la même figure la valeur moyenne pondérée J_{K-W} est aussi présentée.

Il ressort de cette figure que le rapport varie entre 0,752 jusqu'à 0,908 pour les données expérimentales et 0,775 jusqu'à 0,907 pour la valeur moyenne pondérée. Ces valeurs ont été publiées durant les périodes 2001 et 2023. Elles montrent une foule des données (171) avec des variations relativement importantes. De façon générale, on observe que nos valeurs pondérées du rapport saut (J_K) sont conformes aux valeurs expérimentales. Pour tous les éléments dans la région $22 \leq Z \leq 92$. Aussi, une dispersion remarquable est observée pour nos résultats avec les données expérimentales pour les éléments atomiques $32 \leq Z \leq 70$ notamment avec les valeurs expérimentales de (Kaçal et al., 2015a) $Z=32$ et (Ertugrul et al., 2002), (Polat et al., 2005) pour $Z=47$. La distribution remarquable des données expérimentales pour certains éléments peut être attribuée au grand nombre de références utilisées pour collecter les données et aux différentes conditions expérimentales dans lesquelles les différentes expériences sont effectuées.

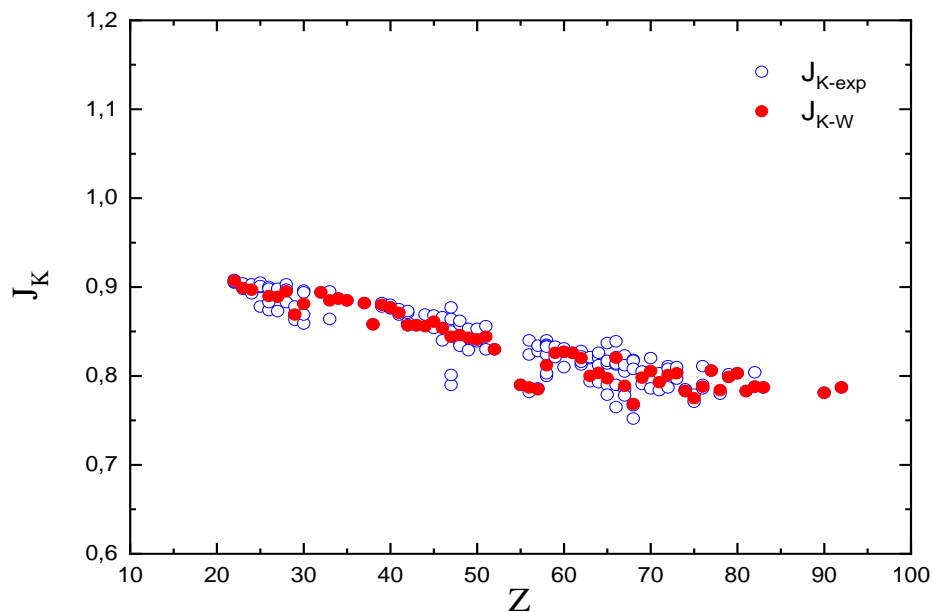


Figure II.3 : Les données expérimentales du rapport de saut J_{K-exp} en fonction du numéro atomique Z des éléments de numéro atomique $22 \leq Z \leq 92$. Dans la même figure la valeur moyenne pondérée J_{K-W} est aussi présentée

Dans la **figure II.4** on a présenté le rapport $R = \frac{J_{K-exp}}{J_{K-w}}$ pour toutes les valeurs expérimentales des éléments de ${}_{22}\text{Ti}$ à ${}_{92}\text{U}$ (171 valeurs). Le rapport est tracé en fonction du numéro atomique Z . Selon la distribution des valeurs expérimentales, généralement pour la plupart de ces valeurs, le rapport R varie entre 0,95 et 1,05 comme on peut le voir sur la même figure. Les valeurs des éléments pour ${}_{47}\text{Ag}$ (Ertugrul et al., 2002, Polat et al., 2005), ${}_{66}\text{Dy}$ (Budak et Polat., 2004, Polat et al., 2004) sont inférieures aux nôtres résultats ($R \leq 0.95$), et pour qui sont supérieurs à nos valeurs pondérées ($R \geq 1.05$) sont ${}_{56}\text{Ba}$ (Kaçal et al., 2015a), ${}_{68}\text{Er}$ (Mallikarjuna et al., 2002, Budak et al., 2003).

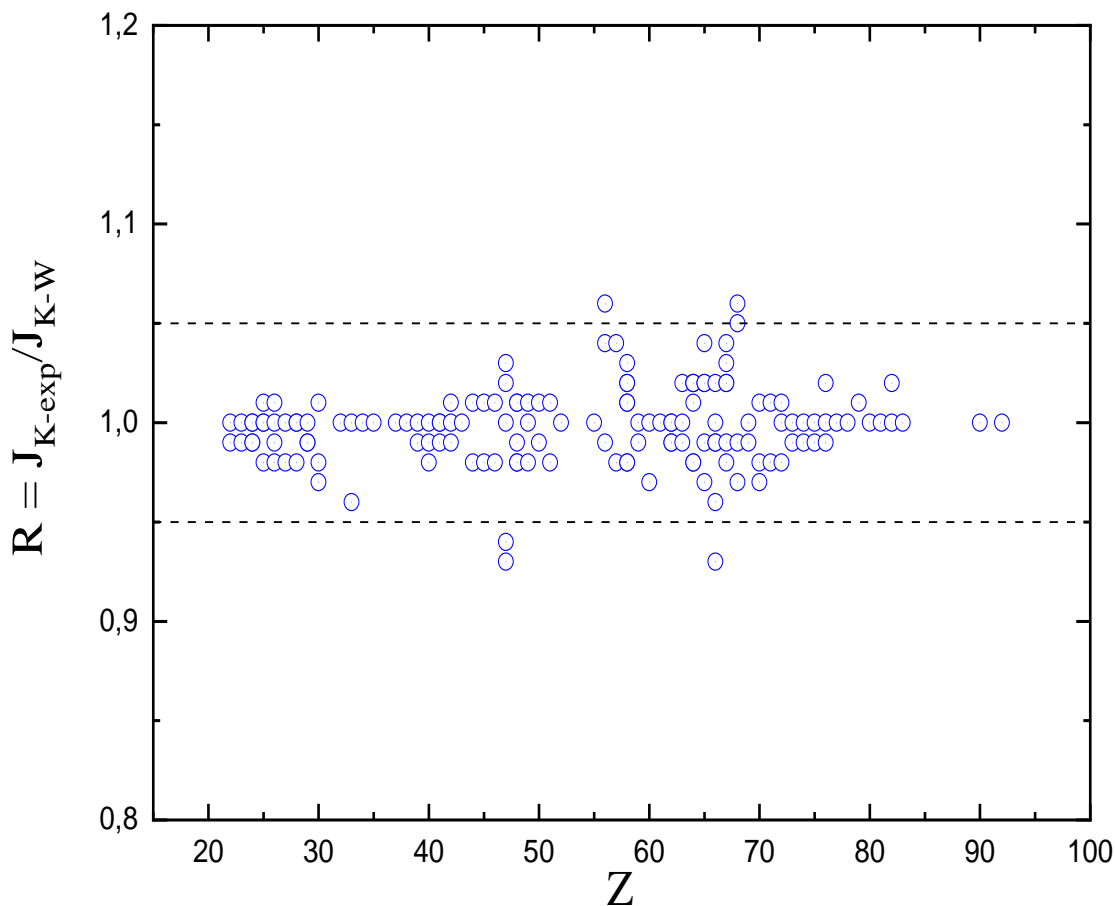


Figure II.4 : le rapport $R = \frac{J_{K-exp}}{J_{K-w}}$ pour toutes les valeurs expérimentales des éléments de ${}_{22}\text{Ti}$ à ${}_{92}\text{U}$ en fonction du nombre atomique Z .

II.4. Comparaison

Le présent calcul de la valeur moyenne pondérée J_{k-w} pour tous les éléments dans la région $22 \leq Z \leq 92$ sont présentés dans le [tableau II.2](#). Les valeurs théoriques de (Berger et al., 2005) et les valeurs empiriques de (Broll., 1986) et (Budak et al., 2003) dans le même tableau.

Pour bien comparer nos résultats de la valeur moyenne pondérée J_{k-w} avec, ceux théoriques et empiriques, ces derniers sont représentés sur la figure II.5 en fonction du Numéro atomique Z.

Généralement, il est possible de voir que nos valeurs pondérées du rapport saut (J_K) de la couche K sont conforme aux valeurs théoriques et empiriques des autres auteurs pour tous les éléments avec $22 \leq Z \leq 92$ notamment pour les éléments des numéros atomiques légers et moyens. Pour les valeurs théoriques la comparaison nous permet de dire que nos valeurs sont bonnes avec ceux de Berger et al (2005) avec une déviation qui varie de 0.11 % et 4.50 % pour $_{42}\text{Mo}$ et $_{68}\text{Er}$ respectivement. Où la différence relative (RD) entre les valeurs empiriques obtenues et les autres calculs utilisant l'équation $\text{RD} (\%) = |(J_{k-exp} - J_{k-w})/J_{k-w}| \times 100$.

Concernant les valeurs empiriques, il est facile d'observer que nos valeurs pondérées J_{k-w} sont bien conforme aux celles de (Broll., 1986) et (Budak et al., 2003). De plus, nos données se diffèrent par un très acceptable pourcentage avec les valeurs empiriques de (Broll., 1986) (l'écart varie entre 0.11% et 5.31%) (Budak et al., 2003) (0.12%5.33%).

Tableau II.2: Présent calcul de la valeur moyenne pondérée J_{k-w} pour des cibles de $_{22}\text{Ti}$ à $_{92}\text{U}$ comparé aux valeurs théoriques de (Berger et al., 2005) Et empiriques de (Broll., 1986) et (Budak et al., 2003)

Z-élément	This work	Other Works		
	J_{k-w}	Theo.	Emp.	
		(Berger et al., 2005)	(Broll., 1986)	(Budak et al., 2003)

Z=22, Ti	0.907	-	0.883	-
Z=23, V	0.899	-	0.886	-
Z=24, Cr	0.897	-	0.886	-
Z=25, Mn	0.895	-	0.884	-
Z=26, Fe	0.890	-	0.878	-
Z=27, Co	0.889	-	0.881	-
Z=28, Ni	0.895	-	0.873	-
Z=29, Cu	0.869	-	0.874	-
Z=30, Zn	0.881	-	0.868	-
Z=31, Ga	-	-	0.865	-
Z=32, Ge	0.894	-	0.862	-
Z=33, As	0.885	-	0.861	-
Z=34, Se	0.887	-	0.855	-
Z=35, Br	0.885	-	0.857	-
Z=36, Kr	-	-	0.858	-
Z=37, Rb	0.882	-	0.854	-
Z=38, Sr	0.858	-	0.858	-
Z=39, Y	0.880	-	0.854	-
Z=40, Zr	0.877	-	0.852	-
Z=41, Nb	0.871	0.850	0.860	0.855
Z=42, Mo	0.857	0.856	0.856	-
Z=43, Tc	0.857	0.843	0.853	0.852
Z=44, Ru	0.856	0.839	0.852	0.850
Z=45, Rh	0.861	0.841	0.847	0.848
Z=46, Pd	0.854	0.856	0.856	-
Z=47, Ag	0.844	0.848	0.848	-
Z=48, Cd	0.846	0.837	0.846	0.843
Z=49, In	0.843	0.828	0.840	0.841
Z=50, Sn	0.841	0.836	0.845	0.840
Z=51, Sb	0.844	0.843	0.843	-
Z=52, Te	0.830	0.821	0.839	0.836
Z=53, I	-	-	0.838	0.834
Z=54, Xe	-	-	0.835	0.833
Z=55, Cs	0.790	-	0.832	0.831
Z=56, Ba	0.787	-	0.828	0.829
Z=57, La	0.796	-	0.835	0.828
Z=58, Ce	0.812	0.830	0.830	-
Z=59, Pr	0.826	0.816	0.828	0.824
Z=60, Nd	0.827	0.833	0.833	-
Z=61, Pm	0.826	0.820	0.831	0.821
Z=62, Sm	0.820	0.814	0.827	0.819
Z=63, Eu	0.800	0.813	0.824	0.817
Z=64, Gd	0.807	0.816	0.827	0.815
Z=65, Tb	0.797	0.813	0.819	0.814
Z=66, Dy	0.827	0.813	0.818	0.812
Z=67, Ho	0.782	0.803	0.812	0.810
Z=68, Er	0.777	0.812	0.818	0.809
Z=69, Tm	0.798	0.813	0.813	-
Z=70, Yb	0.805	0.811	0.807	-
Z=71, Lu	0.793	0.809	-	-
Z=72, Hf	0.801	0.807	-	-
Z=73, Ta	0.803	0.806	-	-
Z=74, W	0.783	0.804	-	-
Z=75, Re	0.775	0.802	-	-
Z=76, Os	0.788	0.800	-	-
Z=77, Ir	0.806	0.799	-	-
Z=78, Pt	0.784	0.798	-	-

Z=79, Au	0.799	0.795	-	-
Z=80, Hg	0.803	0.792	-	-
Z=81, Tl	0.783	0.791	-	-
Z=82, Pb	0.788	0.789	-	-
Z=83, Bi	0.787	0.786	-	-
Z=84, Po	-	-	-	-
Z=85, At	-	-	-	-
Z=86, Rn	-	-	-	-
Z=87, Fr	-	-	-	-
Z=88, Ra	-	-	-	-
Z=89, Ac	-	-	-	-
Z=90, Th	0.781	0.769	-	-
Z=91, Pa	-	-	-	-
Z=92, U	0.787	0.764	-	-

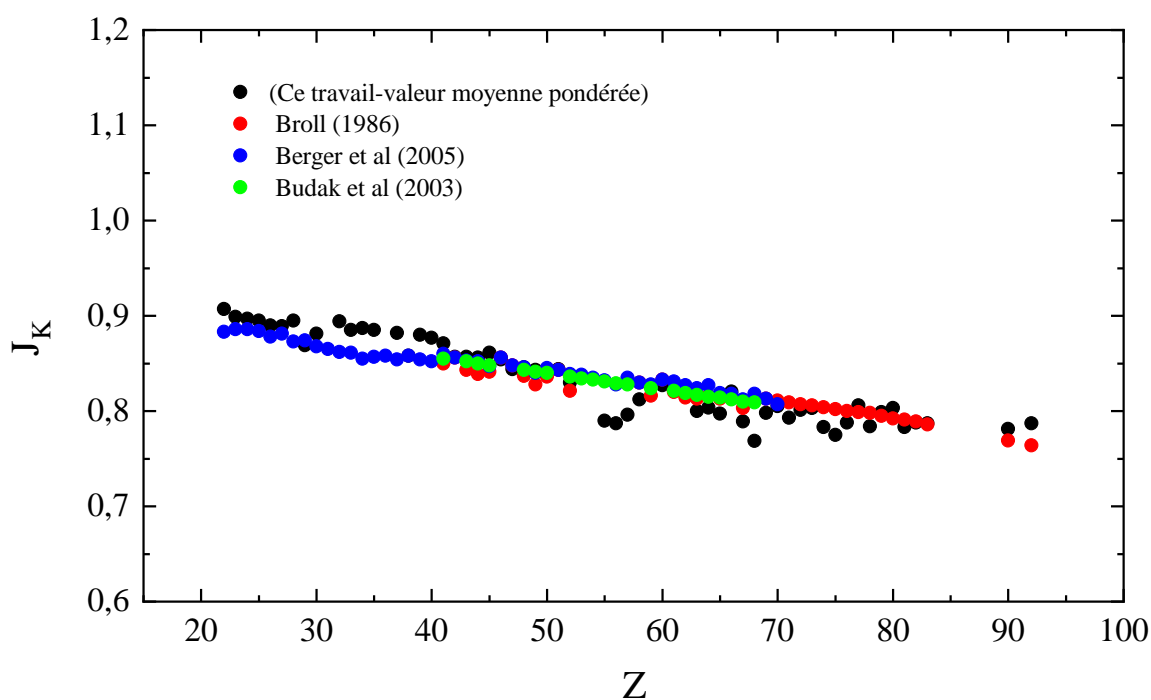


Figure II.5 : Présent résultats des valeurs moyenne pondérées J_{k-w} comparer aux valeurs théoriques de Berger et al (2005) et aux valeurs empiriques de (Broll., 1986) et (Budak et al., 2003) en fonction du nombre atomique.

Références Bibliographiques :

A. Küçükönder, E.K. Saka, Chemical Effects on K Shell Absorption Jump Factors and Jump Ratios of 3D Transition Metals Compounds , Canadian Journal of Physics , (2017) 2016-0834–.

A.S. Bennal , N.M. Badiger, Measurement of K shell absorption and fluorescence parameters for the elements Mo, Ag, Cd, In and Sn using a weak gamma source , J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 40 (2007) 2189–2199 .

B.S.Sidhu , A.S. Dhaliwal, K.S. Mann, K.S. Kahlon , Measurement of K-shell absorption edge jump factors and jump ratios of some medium Z elements using EDXRF technique , Radiation Physics and Chemistry 80 (2011) 28–32.

C. T. Chantler, C. Q. Tran, Z. Barnea, D. Paterson, D. J. Cookson, D. X. Balaic , Measurement of the X-ray mass attenuation coefficient of copper using 8.85–20 keV synchrotron radiation. Phys. Rev. A 64 062506 (2001) -1–15.

F. Akman , M.R. Kaçal , R. Durak , The excitation probabilities of $K\alpha,\beta$ and $L\alpha_{1,2}$ for some elements in $56 \leq Z \leq 68$ at 59.54 keV , Radiation Physics and Chemistry 119 (2016b) 29–36 .

F. Akman , R . Durak, M.R. Kaçal, M.F. Turhan, F. Akdemir, Determination of K-shell absorption jump factors and jump ratios for La_2O_3 , Ce and Gd using two different methods , Radiation Physics and Chemistry 107 (2015) 75–81 .

F. Akman, M.R. Kaçalb et R. Durakc , Chemical effect on the K shell absorption parameters of some selected cerium compounds , Journal of Instrumentation, 11(8), (2016a) P08006–P08006.

G. Budak, A. Karabulut, , M. Ertuğrul, Determination of K-shell absorption jump factor for some element susing EDXRF technique, Radiat. Meas. 37 (2003) 103–107.

G. Budaka, R. Polatbn Measurement of the K X-ray absorption jump factors and jump ratios of Gd, Dy, Ho and Er by attenuation of a Compton peak , Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer 88 (2004) 525–532

K. M. Niranjana, N.M. Badiger, K shell parameters of some lanthanide elements using bremsstrahlung , Radiation Physics and Chemistry 107(2015) 59–64 .

M. Ertugrul, A. Karabulut, G. Budak, Measurement of the K shell absorption jump factor of some elements, Radiat. Phys. Chem. 64 (2002) 1–3 , [https://doi.org/10.1016/S0969-806X\(01\)00448-0](https://doi.org/10.1016/S0969-806X(01)00448-0) .

M. F. Turhan , F. Akman, K shell fluorescence parameters of some elements at 59.54 keV: Experimental and theoretical results , Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, B 534 (2023) 16–25.

M. F. Turhan, R. Durak, F.A. Akman, M.R. Kaçal , A. Araz, Determination of some selected absorption parameters for Cd, La and Ce elements , Radiation Physics and Chemistry , S0969-806X(17)(2018) 31314-2 .

M. L. Mallikarjuna, S.P. Appaji Gowda, R. Gowda, T.K. Umesh, Studies on photon interaction around the K-edge of some rare-earth elements, Radiat. Phys. Chem. 65, (2002) 217–223.

M. R. Kaçal, I. Han, F. Akman, Determination of K Shell absorption jump factors and jump ratios of 3d transition metals by measuring K shell fluorescence parameters, Appl. Radiat. Isot. 95 (2015b) 193–199.

M. R. Kaçal, I. Han, F. Akman, Measurements of K shell absorption jump factors and jump ratios using EDXRF technique, Eur. Phys. J. D 69 (103) (2015a) 1–7.

N. Broll, Quantitative X-Ray Fluorescence Analysis. Theory and Practice Of The Fundamental Coefficient Method, X-RAY Spectrometry, VOL. 15, (1986) 271-285.

N. Kaya , E. Tirasog˘lu , G. Apaydın , Determination of K shell absorption jump factors and jump ratios in the elements between Tm($Z = 69$) and Os($Z = 76$) by measuring K shell fluorescence parameters , Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 266 (2008) 1043–1048 .

N. Kaya , G. Apaydin, E. Tirasoglu, Measurement of K-shell jump ratios and jump factors for some elements in $76 \leq Z \leq 92$ using EDXRF spectrometer , Radiation Physics and Chemistry 80 (2011) 677–681 .

N. Kaya, E. Tirasog˘lu, G. Apaydın, V. Aylıkçı, E. Cengiz, K-shell absorption jump factors and jump ratios in elements between Tm ($Z = 69$) and Os ($Z = 76$) derived from new mass attenuation coefficient measurements, / Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 262 (2007) 16–23.

N. A. Rae, C.T. Chantler, Z. Barnea, X-ray mass attenuation coefficients and imaginary components of the atomic form factor of zinc over the energy range of 7.2–15.2 keV. Phys. Rev. A 81, (2010) 022904–022910.

R. Polat, G. Budak, A. Gürol, A. Karabulut, M. Ertuğrul, K-shell absorption jump factors for the elements Ag, Cs, Ba and La derived from new mass attenuation coefficient measurement using EDXRF technique, Radiation Measurements 39 (2005) 409 – 415.

R. Polat, O. İçelli, G. Budak, New method to measure the K-shell absorption jump factor in some rare-earth elements, Anal. Chim. Acta 505, (2004) 307–314.

R. Polat, O. İçelli, Z. Yalçın, E. Pesen, S. Orak, Measurement of K-shell absorption jump factors and jump ratios in some lanthanide elements using EDXRF technique, Ann. Nucl. Energy 54, (2013) 267–273.

S.B. Hosur, L.R. Naika, and N.M. Badiger, Study of the K shell photoelectric parameters of Dy, Yb and W atoms using low energy bremsstrahlung radiation, Eur. Phys. J. D 62, (2011) 155–161.

S.V. Nayak et N. M. Badiger, A novel method for measuring K-shell photoelectric parameters of high-Z elements, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 39 (2006) 2893–2900.

Conclusion générale

Ce mémoire de master porte sur la contribution à la recherche du facteur de saut d'absorption J_k pour les couches K des éléments de numéro atomique $22 \leq Z \leq 92$, qui est un paramètre essentiel dans l'étude de l'ionisation des couches atomiques internes. Le travail est divisé en deux parties principales.

La première partie consiste en la collecte et l'organisation des valeurs expérimentales existantes pour le facteur de saut d'absorption J_k pour la couche K des éléments de numéro atomique $22 \leq Z \leq 92$. Nous avons compilé 171 valeurs expérimentales provenant de 21 papiers différents publiés entre 2001 et 2023.

La deuxième partie utilise le logiciel de calcul Excel pour calculer les valeurs moyennes pondérées pour le facteur de saut d'absorption J_k pour la couche K (J_{k-w}) à partir de la base de données des valeurs expérimentales. Nous avons comparé ces résultats avec les valeurs théoriques et empiriques d'autres auteurs.

Notre travail nous a permis d'obtenir de nouveaux résultats et de tirer plusieurs conclusions importantes. Les principales conclusions sont résumées ci-dessus.

- Concernant la base de données :
 - L'écart remarquable des données expérimentales pour quelques éléments peut être attribué au grand nombre de références employées pour les rassembler et par conséquent aux différentes conditions expérimentales dans lesquelles elles ont été mesurées.
 - En particulier, Le cérium ($_{58}\text{Ce}$), le gadolinium ($_{64}\text{Gd}$), le dysprosium ($_{66}\text{Dy}$), l'holmium ($_{67}\text{Ho}$), l'erbium ($_{68}\text{Er}$), sont les matériaux les plus souvent utilisés.
 - Les éléments de métal de transition, ou élément de transition en particulier pour $27 \leq Z \leq 68$, présentent des valeurs expérimentales importantes dans lesquelles le nombre de données varie entre 5 et 8.

En ce qui concerne les valeurs moyennes pondérées du rapport de saut J_K de la couche K couche K des éléments atomiques :

Nous étudions les valeurs des éléments atomiques sur l'intervalle $22 \leq Z \leq 92$, et ces résultats sont présentés dans le tableau et comparés à d'autres travaux théoriques et empiriques.

Conclusion générale

Après comparaison, les résultats obtenus sont cohérents avec les résultats théoriques et empiriques d'autres auteurs.

Résumé

Dans ce travail, nous avons présenté une compilation des valeurs mesurées du rapport de saut d'absorption J_K de la couche K, publiées dans la littérature de 2001 à 2023. Au cours de la période considérée, nous avons trouvé environ 171 valeurs (21 articles) pour des éléments de $22 \leq Z \leq 92$. L'analyse de la distribution de ces valeurs de données expérimentales en fonction du numéro atomique montre que presque tous les éléments de ${}_{22}\text{Ti}$ à ${}_{92}\text{U}$ sont couverts, à l'exception de quelques cas isolés sans données ou avec moins de deux valeurs. Un examen critique de ces données en utilisant des valeurs moyennes pondérées (J_{k-w}) a été calculé pour chaque élément et une comparaison entre nos valeurs et d'autres travaux a été faite.

Mots-clés : Le rapport de saut d'absorption J_K de la couche K, valeurs moyennes pondérées.

Abstract

In this work, we present a compilation of measured values of the K-shell absorption jump factor J_k , published in the literature from 2001 to 2023. During the considered period, we found about 171 values (21 articles) for elements with $22 \leq Z \leq 92$. The analysis of the distribution of these experimental data values as a function of atomic number shows that almost all elements from ${}_{22}\text{Ti}$ to ${}_{92}\text{U}$ are covered, with the exception of a few isolated cases without data or with less than two values. A critical review of these data using weighted mean values (J_{k-w}) was calculated for each element, and a comparison between our values and other works was made.

Keywords: K-shell absorption jump factor J_k , weighted average values.

ملخص

في هذا العمل، قدمنا جميعاً للقيم المقاسة لنسبة قفزة الامتصاص (J_K) من طبقة K، التي نشرت في الفترة الممتدة من 2001 إلى 2023 للعناصر الكيميائية المحصورة بين $22 \leq Z \leq 92$. خلال هذه الفترة وجدنا ما يقارب 171 قيمة (21 مقالة). يوضح تحليل توزيع قيم البيانات التجريبية بدلالة العدد الذري ان جميع العناصر تقريباً من Ti_{22} إلى U_{92} مغطاة، باستثناء عدد قليل من الحالات المعزولة بدون بيانات أو أقل من قيمتين. تم القيام بالمراجعة النقدية لهذه البيانات باستخدام القيم المتوسطة الموزونة (J_{k-w}) لكل عنصر ثم قمنا بالمقارنة بين قيمنا وقيم الأعمال الأخرى.

كلمات مفتاحية: نسبة امتصاص القفز J_K من طبقة K، قيم المتوسطة الموزونة