



Thèse

Présentée pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT LMD

Filière: Physique

Option: Physique des Rayonnements

THEME

Étude des paramètres d'ionisation des éléments atomiques en couche interne : Rendements de fluorescence

Présenté Par
Meddouh Kaouther

Soutenue le : 07/03/2024

Devant le jury composé de :

Président	Bencheikh Abdelhalim	Professeur	(U. Bordj Bou-Arreridj)
Rapporteur	Kahoul Abdelhalim	Professeur	(U. Bordj Bou-Arreridj)
Co-encadreur	Jorge Miguel Sampaio	Professeur	(U. Lisbonne, Portugal)
Examineur	Bentabet Abdelouahab	Professeur	(U. Bordj Bou-Arreridj)
Examineur	Deghfel Bahri	Professeur	(U. M ^{ed} Boudiaf-M'sila)
Examineur	Amari Rabie	MCA	(U. M ^{ed} Boudiaf-M'sila)
Invité	José Pires Marques	Professeur	(U. Lisbonne, Portugal)



**Table
des
matières**

Table des matières

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

CHPITRE 01

Interaction rayonnement-matière : Base théorique

1. Introduction.....	3
2. Définitions du rayonnement.....	4
3. Génération de rayon X.....	5
4. Types d'interaction	7
4.1. Généralités sur les interactions photoniques avec les atomes cibles.....	7
4.1.1. Diffusion Thomson.....	9
4.1.2. Diffusion incohérente (effet Compton)	10
4.1.3. Diffusion de Rayleigh.....	12
4.1.4. Effet photoélectrique.....	13
4.1.5. Production de paires.....	15
4.2. Coefficients d'atténuation.....	17
4.3. Généralités sur les interactions des particules chargées avec la matière.....	19
4.3.1. La diffusion de Rutherford.....	19
4.3.2. Interaction des électrons avec la matière.....	20
a. Phénomène d'excitation et d'ionisation.....	20
b. Rayonnement de freinage.....	21
5. Les paramètres atomiques.....	22
5.1. Nombres quantiques.....	22
5.2. Orbite électronique.....	23
5.3. Niveau d'énergie des électrons atomiques.....	25
5.4. Règle de sélection.....	25
5.5. Transitions électroniques.....	26
6. Processus radiatif.....	27
6.1. Principes de la fluorescence X.....	27
6.2. Le rendement de fluorescence.....	28
7. Processus non radiatif.....	31

7.1. L'effet Auger.....	32
7.2. Transition Coster-Kronig.....	33
7.3. La probabilité totale.....	33
8. Section efficace.....	33
8.1. Section efficace totale de production de rayon X.....	33
8.2. Section efficace de la couche K	34
8.3. Section efficace des raies et des sous couche L	34
8.3.1. Sections efficaces des sous-niveaux.....	34
8.3.2. Sections efficaces des raies principales.....	35
8.4. Section efficace des raies et des sous couche M	36
8.4.1. Sections efficaces des sous-niveaux.....	36
8.4.2. Sections efficaces des raies principales.....	37

CHPITRE 02

Base de données des couches K , L et M et sous-couches L_1 , L_2 et L_3

1. Introduction.....	38
2. Base de données.....	40
3. Etude sur les conditions expérimentales.....	42
4. Analyse de données expérimentales.....	64

CHPITRE 03

Calcul des rendements de fluorescence des couches K , L et M et sous-couches L_1 , L_2 et L_3

1. Introduction.....	75
2. Calcul semi-empirique.....	82
3. Résultat et discussion.....	104
Conclusion générale.....	127
Références bibliographiques.....	129
Liste des figures.....	140
Liste des tableaux.....	143



Introduction générale

Grâce à d'innombrables recherches scientifiques et à la persévérance des chercheurs, les mécanismes physiques fondamentaux par lesquels différents types de rayonnements ionisants interagissent avec la matière ont été décrits. La compréhension de ces mécanismes, combinée à une connaissance détaillée de la structure atomique de la matière, constitue désormais une grande partie de la base théorique et pratique de la radioprotection dans le domaine de la santé. Les rayonnements ont joué un rôle essentiel dans les progrès sans précédent de la science au cours du siècle dernier et leurs recherches et leurs utilisations sont devenues étroitement liées à la compréhension croissante de leurs sources et de leurs natures ainsi que de leurs liens avec la structure atomique, les transformations atomiques et la transformation des éléments chimiques. La première découverte des rayons X par Roentgen le 8 novembre 1895, a marqué l'introduction d'un phénomène naturel complètement nouveau et inattendu pour l'humanité et les découvertes originales ont été rapidement suivies par la découverte de la radioactivité et de sources de rayonnements ionisants avec des propriétés différentes de celles des rayons X.

Aujourd'hui, de nombreux avantages uniques et importants pour la vie humaine sont obtenus en tirant parti des rayonnements et de leurs diverses sources, en particulier depuis que les premières recherches ont mis en évidence l'énorme potentiel d'applications médicales des rayons X. Au fil du temps, les chercheurs se sont rendu compte que la manière dont le rayonnement interagit avec la matière se reflète dans la nature du rayonnement lui-même et dans la structure des atomes. Cette relation entre «projectile» et «cible» a été exploitée par Rutherford (1911) lorsqu'il a utilisé des particules alpha comme sonde radioactive pour étudier la structure de l'atome, ses travaux ayant conduit à la découverte du noyau. Si nous prenons en compte les propriétés particulières de la cible atomique, nous pouvons comprendre certains aspects de la pénétration des rayonnements à travers la matière.

Il est vrai que les photons X et les rayons gamma sont familiers aux physiciens, notamment aux physiciens de la santé. Mais que sont ces rayons et quelle est leur importance? Les photons de rayons X et les rayons gamma sont des rayonnements électromagnétiques électriquement neutres qui possèdent un double aspect d'onde et de particule «dualité onde-corpuscule», ils sont donc de nature quantique. Ainsi, ils apparaissent et disparaissent sous forme d'excitations du champ électromagnétique quantifiée. On peut les considérer comme des particules de masse nulle et avec un seul spin. Comme les photons sont électriquement

neutres, ils ne sont pas affectés par la force coulombienne sur de longues distances, ce qui fait que leur énergie est presque constamment inférieure à celle des particules chargées lorsqu'elles traversent la matière. L'observation que les photons d'une certaine énergie se déplacent à travers un milieu homogène avec une certaine probabilité d'interaction ou de collision par unité de distance a mené à l'introduction d'une probabilité appelée coefficient d'atténuation linéaire du milieu. La collision ou l'interaction d'un rayonnement avec le matériau entraîne la sortie d'électrons du matériau «transition non radiative», le transfert d'électrons à travers le matériau ou l'émission de rayons «transition radiative». Ainsi, les grandeurs physiques calculées ont commencé à varier en fonction du type de rayonnement et de la substance cible «le numéro atomique de l'élément chimique». Dans notre thèse de doctorat, nous contribuerons à la recherche sur le rendement de fluorescence. Ce dernier constitue un paramètre essentiel dans le domaine de l'ionisation des couches atomiques internes. L'efficacité de la fluorescence d'un atome est définie comme la probabilité de combler un vide dans la couche par une transformation radiative.

Notre thèse comporte trois chapitres :

- Dans le premier, on aborde les bases théoriques de l'interaction des particules avec la matière et de la fluorescence X.
- Dans un deuxième chapitre, nous mettons en avant l'évolution des valeurs expérimentales d'efficacité de luminescence publiées entre 1934 et 2023 pour une large gamme d'éléments, ainsi que toutes les méthodes expérimentales utilisées à cette époque selon la source, le matériau cible et le détecteur. Nous avons mené cette étude afin de comprendre la structure complexe des couches K , L et M et des sous-couches L_i . Toutes les valeurs expérimentales que nous avons obtenues auprès de différents groupes de recherche ont été injectées dans une nouvelle base de données.
- Dans le dernier chapitre, nous avons calculé les nouvelles valeurs selon la méthode semi-empirique, et les résultats obtenus ont été mentionnés dans des tableaux et comparée avec les autres valeurs de la littérature «théoriques, expérimentales, empiriques et semi-empiriques».

Cette thèse se termine par une conclusion générale, où nous exposons l'essentiel de nos résultats et quelques perspectives.

CHPITRE 01 :

Interaction rayonnement-matière :

Base théorique

1. Introduction

La structure atomique de la matière a été découverte il y a plus d'un siècle et le modèle atomique représenté par les électrons se déplaçant autour du noyau est un modèle unanimement accepté par le grand public. Ces concepts ont beaucoup évolué au fil du temps pour répondre aux exigences des nouvelles théories physiques et correspondent à diverses expériences qui ont été menées.

La composition atomique et le type de particule constituant le projectile déterminent la façon dont la matière cible interagit avec un faisceau de particules ou une radiation. Lorsque le faisceau d'un projectile est constitué de particules chargées, on parle de particules directement ionisantes. Ces dernières interagissent directement avec les électrons des atomes de la cible et provoquent généralement soit une ionisation de l'atome, soit sa désexcitation.

Les particules non chargées sont ionisantes indirectement car elles doivent d'abord subir des interactions pour produire des particules chargées qui pourront, ensuite, ioniser les atomes de la cible. Le phénomène de désexcitation atomique est observé lorsque l'atome retrouve son état de stabilité après avoir été excité par son interaction avec un faisceau projectile. La désexcitation est accompagnée de la production de rayons X ou de procédures non radiatives telles que celles d'Auger ou de Coster-Kronig. Les émissions radiatives et non radiatives sont expliquées plus en détail dans la suite de ce chapitre.

2. Définitions du rayonnement

Il semble que la définition initiale du «rayonnement» était spécifique aux émissions des rayons alpha et gamma provenant des isotopes radioactifs. Cependant, avec les avancées actuelles, le concept de rayonnement s'est élargi pour inclure diverses particules élémentaires telles que les photons, les noyaux et les électrons. Ces particules se déplacent à des vitesses élevées, égales voire supérieures à celles des rayons isotopiques radioactifs. Elles sont qualifiées de «rayons» en raison de leurs trajectoires directionnelles. Quand ce rayonnement interagit avec la matière, il peut ioniser directement ou indirectement les atomes et les molécules. Cette capacité à provoquer l'ionisation est à la base de l'appellation «rayonnement ionisant».

Effectivement, le rayonnement peut être classé en fonction de la charge portée par les particules qui le composent. Le premier type est le rayonnement ionisant direct, constitué de particules chargées «comme les particules alpha, les protons, les électrons» qui ionisent directement les molécules chargées ou les particules atomiques lors de leurs interactions avec la matière. La seconde catégorie englobe les particules non chargées telles que les neutrons, les rayons gamma et les rayons X. Ces particules ne portent pas de charge électrique et ne peuvent donc pas ioniser directement les atomes ou les molécules dans une première étape, car elles ne sont pas influencées par les forces électriques. Cependant, lors de leurs interactions avec la matière, elles peuvent engendrer des particules chargées secondaires. Ce sont ces particules chargées secondaires qui, à leur tour, ionisent les atomes et les molécules. Ce processus est alors qualifié de rayonnement ionisant indirect.

Par ailleurs, toutes les particules qui possèdent un pouvoir d'ionisation lorsqu'elles forment un projectile peuvent entrer sous l'appellation rayonnement. La classification en tant que rayonnement est donnée à tous les ions lors de l'utilisation d'accélérateurs (Figure I.1). Par conséquent, tous les éléments sont considérés comme des rayonnements allant de l'hydrogène à l'uranium. Même jusqu'au néon, les ions lourds sont utilisés comme composant dans l'industrie thérapeutique. La génération de rayonnement peut provenir de sources telles que les accélérateurs, les radionucléides et les rayons cosmiques. Les sources des différents types de rayonnement sont décrites ci-dessous :

Rayons X : Tube à rayons X , accélérateur linéaire, rayonnement synchrotron.

Rayons γ : Radio-isotopes.

Électrons : Accélérateur linéaire, bêtatron, microtron.

Rayons β : Radio-isotopes.

Ions lourds : Accélérateur linéaire, cyclotron, synchrotron.

Neutrons : Cyclotron, réacteur nucléaire, Cf-254, Cf-252 (Nikjoo *et al.*, 2012).

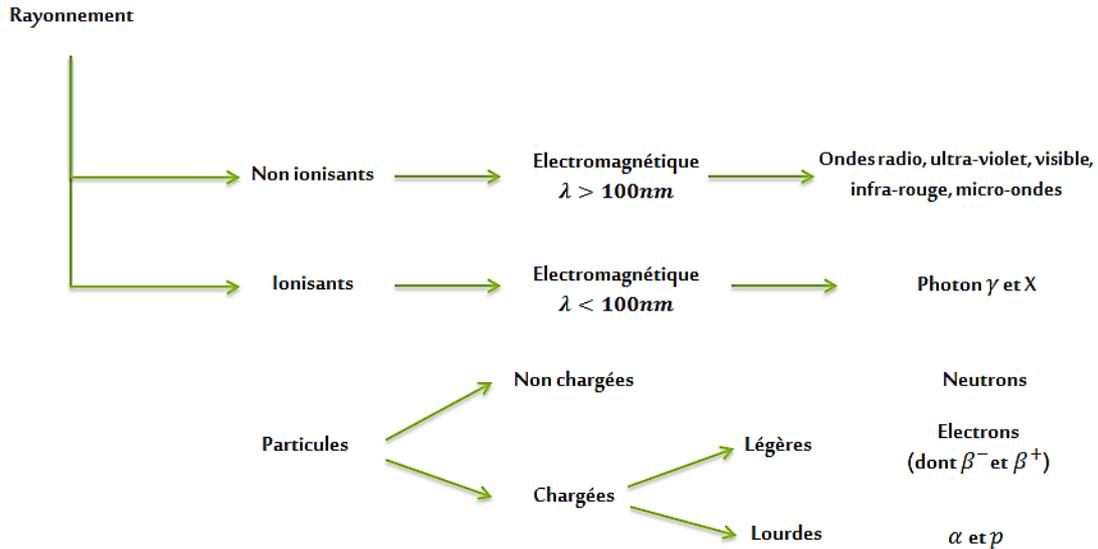


Figure I.1: Classification des rayonnements (Tebboube *et al.*, 2020).

3. Génération de rayon X

Wilhelm Conrad Röntgen, en 1894, a observé qu'en libérant un gaz sous haute pression entre des électrodes à une pression considérablement réduite, cela produisait un rayonnement pénétrant. Ce rayonnement, lorsqu'il était émis à des tensions supérieures à 30 kV, pouvait traverser la main et projeter des ombres sur un écran fluorescent, un phénomène qu'il a nommé «rayons X». Il a rapidement compris que ce rayonnement électromagnétique se manifestait lorsqu'il y avait une accélération provoquée par la collision de l'anode ou de la paroi du réservoir lorsque la cathode du tube de décharge était déchargée et qu'une tension lui était appliquée. Les découvertes de Röntgen ont eu un impact majeur sur le domaine de la physique. Les rayons X sont devenus un outil essentiel pour explorer les propriétés biochimiques des matériaux et des structures atomiques (Prabhu *et al.*, 2020).

Lorsque des électrons à haute énergie sont accélérés et dirigés vers une cible dans un tube à rayons X, ils interagissent avec les atomes de cette cible. Lors de ces interactions, une partie de l'énergie cinétique T des électrons est convertie en rayons X ou en énergie électromagnétique. Cette conversion d'énergie aboutit à la production de rayons X, dont l'énergie est généralement inférieure à celle des électrons avant leur collision avec la cible.

Cette émission de rayons X est le résultat de la décélération des électrons, et les photons de rayons X ainsi produits peuvent être utilisés à diverses fins, notamment en imagerie médicale ou en analyse des matériaux.

$$h\nu \leq T$$

I. 1

Les rayons X partagent de nombreuses caractéristiques avec les autres ondes électromagnétiques, telles que la lumière visible, les micro-ondes ou les ondes radio. Leur forme d'onde, bien que généralement invisible à l'œil humain, est similaire dans sa nature oscillatoire à celle des autres ondes électromagnétiques.

La génération de rayons X à l'aide d'un tube à rayons X à électrons peut être simplifiée de la manière suivante, comme illustré dans la Figure I.2. Ce type de tube à rayons X utilise un potentiel électrique entre l'anode et la cathode, généralement entre 20 et 150 kV. Le courant passant à travers le filament du côté de la cathode est généré par un circuit à basse tension distinct. Ce courant chauffe le filament, ce qui provoque l'émission d'électrons grâce à un processus appelé émission thermoionique. La différence de potentiel élevée entre l'anode et la cathode entraîne la production d'un flux d'électrons. La tension appliquée au filament détermine l'énergie des électrons émis par la cathode, tandis que la tension appliquée au tube contrôle le mouvement de ces électrons entre l'anode et la cathode. Les électrons à haute énergie peuvent alors interagir avec l'anode, produisant des rayons X par deux processus principaux: le Bremsstrahlung, où les électrons ralentissent brusquement en entrant en collision avec les atomes de l'anode et émettent des rayons X, et la production caractéristique de rayons X, où les électrons excités de l'anode émettent des rayons X lorsqu'ils retournent à leur état fondamental. Les rayons X émis sortent du tube de manière bidimensionnelle, mais ils sont contrôlés et limités par des boîtes de plomb et des collimateurs pour obtenir une taille de faisceau appropriée. Ils interagissent ensuite avec le sujet ou le détecteur pour former une image, aboutissant à une représentation visuelle de l'intérieur du sujet, utilisée notamment en radiographie médicale pour des diagnostics précis (Zink, 1997).

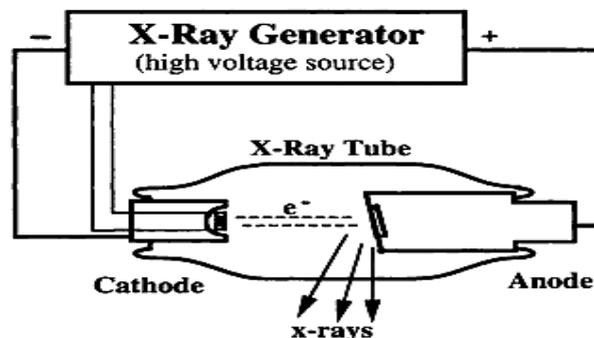


Figure I.2: Processus de production de rayons X de base (Zink, 1997).

Les rayons X sont produits lorsqu'un électron accéléré interagit avec un atome de la cible. L'électron de la couche interne est éjecté lorsque l'énergie des électrons incidents dépasse l'énergie de liaison de l'électron cible. Les électrons des couches supérieures occupent alors

ces lacunes et émettent un faisceau de rayons X correspondant à la différence d'énergie entre les couches interne et externe (Prabhu *et al.*, 2020).

4. Types d'interaction

Les photons sont des rayonnements indirectement ionisants, ils transfèrent de l'énergie au milieu absorbant selon un processus en deux étapes : (1) Dans la première étape, l'énergie est transmise à une particule chargée. (2) Dans la deuxième étape, cette particule chargée dépose l'énergie dans le milieu absorbant. Généralement, l'énergie transférée aux particules chargées suite à l'interaction avec le photon est supérieure à l'énergie ultérieurement déposée dans le milieu absorbant par ces particules. Cela s'explique en partie par le fait qu'une fraction de l'énergie transférée peut être émise par les particules chargées sous forme de photons (Podgorsak *et al.*, 2014). Selon l'énergie du photon et le numéro atomique de l'absorbeur, les photons peuvent interagir avec l'ensemble de l'atome absorbant, avec son noyau, ou avec un électron orbital (Abdel-Rahman and Podgorsak, 2010). Après leur interaction avec un atome absorbant, deux résultats sont possibles : (1) Le photon disparaît et une partie de son énergie est transférée aux particules chargées. (2) Le photon est diffusé (Podgorsak *et al.*, 2014).

D'autres interactions photoniques sont cruciales en physique médicale, car elles jouent un rôle fondamental en imagerie, en radiothérapie et dans la dosimétrie des rayonnements. Certaines de ces interactions revêtent un intérêt théorique et contribuent à la compréhension des phénomènes généraux liés aux interactions photoniques (Roncali *et al.*, 2017).

3.1. Généralités sur les interactions photoniques avec les atomes cibles

Les photons peuvent subir diverses interactions avec les atomes d'un matériau absorbant. Ces interactions impliquent les noyaux ou les électrons orbitaux du matériau absorbant :

- Un photon peut interagir directement avec le noyau «capture photoélectrique» ou interagir avec le champ électrostatique du noyau «production de paires».
- Les interactions photoniques avec un électron en orbite sont classées soit comme des interactions avec un électron faiblement lié «diffusion Thomson, effet Compton, ...», soit comme des interactions avec un électron fortement lié «effet photoélectrique, diffusion Rayleigh».

La Figure I.3 illustre les phénomènes d'interaction des photons (X, γ) avec la matière (Washington, 1996).

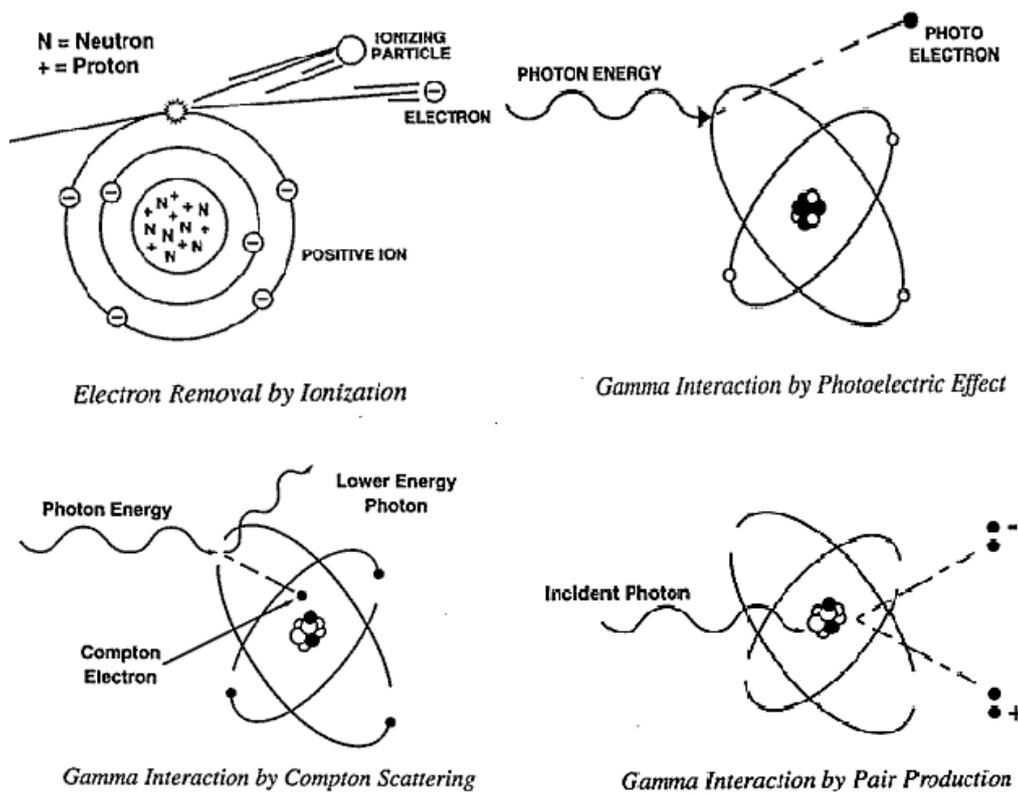


Figure 1.3: les phénomènes d'interaction des photons (X, γ) avec la matière (Washington, 1996).

Un électron faiblement lié est caractérisé par une faible énergie de liaison E_B par rapport à l'énergie du photon incident $h\nu$, $E_B \ll h\nu$. Les interactions entre photons et électrons «libres» sont des interactions entre photons et électrons faiblement liés.

Il existe deux options possibles pour le sort des photons après leur interaction avec un atome:

- Lorsque le photon disparaît «c'est-à-dire qu'il est complètement absorbé, une partie de son énergie est transférée aux particules chargées «électrons et positons».
- Deux résultats sont possibles lorsque le photon se disperse :
 - a) Aucune particule chargée de lumière n'est libérée lors de l'interaction et le photon résultant a la même énergie que le photon incident.
 - b) Le photon qui est diffusé a une énergie inférieure à celle du photon qui est incident, et l'excès d'énergie est transféré à une particule chargée, également connue sous le nom d'électron.

Les photo-particules chargées «électrons et positrons» émises ou produites par les interactions de photons dans les milieux absorbants sont:

- Stockées sous forme d'énergie dans le milieu grâce aux interactions de Coulomb «également appelées pertes par collision, pertes par ionisation» avec les électrons orbitaux du milieu absorbant.

- Alternativement, ils rayonnent leur énergie cinétique sous forme de photons par interactions coulombiennes avec les noyaux du milieu absorbant «perte radiative» (Binjola, 2020).

Pour décrire la pénétration des rayons X ou gamma dans les milieux absorbants, nous utilisons le paramètre le plus important, à savoir, le coefficient d'atténuation linéaire μ . Ce coefficient, qui peut être défini comme la probabilité unitaire de la longueur de trajet le long de laquelle le photon interagit avec l'absorbeur, dépend de l'énergie du photon et du numéro atomique Z de l'absorbeur. La relation entre l'intensité du faisceau de photons $I(x)$ et l'épaisseur de l'absorbeur X est (McKetty, 1998):

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad I. 2$$

Avec I_0 l'intensité du faisceau sans atténuateur.

μ le coefficient d'atténuation linéaire.

4.1.1. Diffusion Thomson

La diffusion des photons de basse énergie $h\nu \ll m_e c^2$ par des électrons faiblement liés, c'est-à-dire essentiellement "libres" d'un absorbeur, est décrite de manière adéquate par la théorie classique non relativiste de Joseph J. Thomson. Ce dernier a supposé que le faisceau de photons incident entraînant chaque électron quasi libre de l'atome absorbant dans une oscillation résonante forcée, puis a utilisé la théorie classique pour calculer la section efficace de réémission du rayonnement électromagnétique (EM) résultant de l'oscillation dipolaire induite de l'électron. Ce type de diffusion de photons est maintenant appelé diffusion de Thomson «diffusion élastique» (Castellani *et al.*, 2015).

La section efficace atomique ${}_a\sigma_{Th}$ de la diffusion de Thomson est donnée par la section efficace électronique ${}_e\sigma_{Th}$ comme :

$${}_a\sigma_{Th} = Z({}_e\sigma_{Th}) \quad I. 3$$

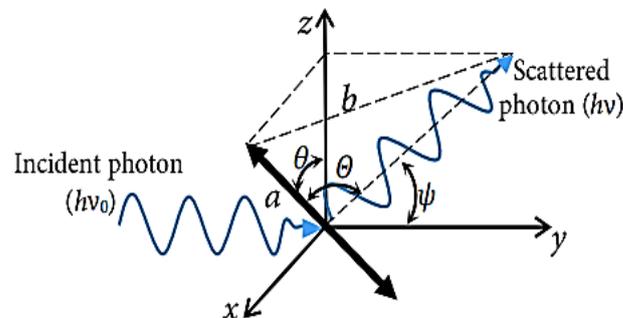


Figure I.4: Diagramme schématique de la diffusion de Thomson (Podgoršak *et al.*, 2006).

Charles Glover Barkla, un physicien anglais qui a remporté le prix Nobel de physique pour sa découverte des rayons X caractéristiques, a démontré une dépendance linéaire au numéro atomique Z pour les éléments à faible numéro atomique (Podgoršak *et al.*, 2006).

La section efficace atomique $a\sigma_{Th}$ mesurée à petit θ se rapproche de la valeur Thomson lorsque l'énergie du photon $h\nu$ dépasse l'énergie de liaison électronique mais elle est inférieure à l'énergie de masse électronique au repos $m_e c^2$, c'est à dire $E_B \ll h\nu \ll m_e c^2$. À des énergies de photons plus élevées ($h\nu \rightarrow m_e c^2$), cela est indiqué sur la figure I.4 (Podgoršak *et al.*, 2006).

4.1.2. Diffusion incohérente (effet Compton)

L'effet Compton, également connu sous le nom de diffusion Compton, est une interaction d'un photon d'énergie $h\nu$ avec un électron orbital faiblement lié d'un absorbeur. L'effet Compton est nommé en l'honneur d'Arthur Compton, qui a réalisé les premières mesures de la diffusion des photons "électrons libres" en 1922. L'effet est également appelé diffusion incohérente. Selon les études théoriques de l'effet Compton, un électron libre et stationnaire interagit avec le photon incident. En effet Compton, un photon, connu sous le nom de photon diffusé, a une énergie $h\nu'$ inférieure à l'énergie du photon incident $h\nu$, et un électron, connu sous le nom d'électron Compton (recoil), est éjecté de l'atome avec une énergie cinétique E_k (McParland, 2010).

La Figure I.5 représente une interaction typique de l'effet Compton pour un photon de 1 MeV diffusé sur un électron «libre» «faiblement lié» avec un angle de diffusion $\theta = 60^\circ$. L'angle de diffusion θ est l'angle entre la direction du photon incident et la direction du photon diffusé. Elle s'étend de $\theta = 0$ «diffusion directe» à 90° degrés (diffusion latérale) et 180° degrés «diffusion arrière». L'angle d'électron de recul ϕ , qui varie de $\phi = 0^\circ$ à 90° degrés, est l'angle entre la direction du photon incident et la direction de l'électron Compton de recul.

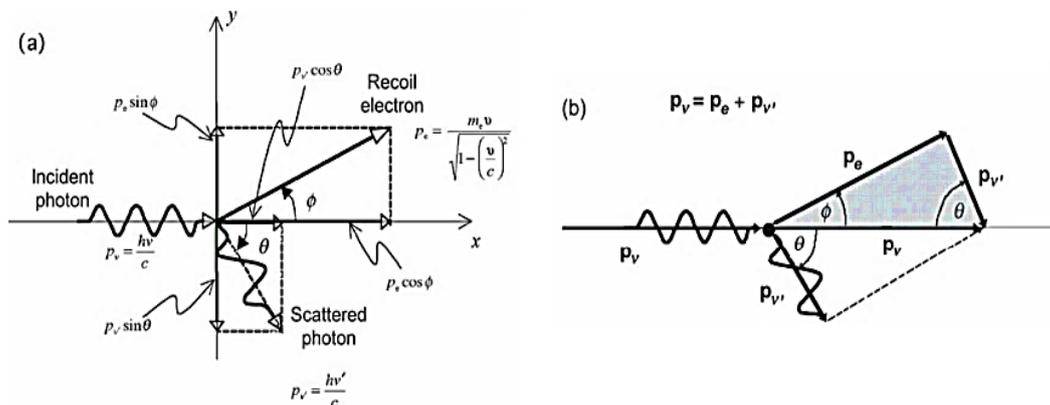


Figure I.5: Diagramme de l'effet Compton.

La nature corpusculaire du photon est supposée et les lois relativistes de conservation de l'énergie totale et de la quantité de mouvement sont utilisées dans la dérivation de la relation de décalage de longueur d'onde Compton bien connue (McParland, 2010):

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_c(1 - \cos \theta) \quad I. 4$$

Avec

λ est la longueur d'onde du photon incident: $\lambda = 2\pi\hbar c/(h\nu)$.

λ' est la longueur d'onde du photon diffusé: $\lambda' = 2\pi\hbar c/(h\nu')$.

$\Delta\lambda$ est la différence entre la longueur d'onde des photons diffusés et incidente, c'est - à-dire

$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$. λ_c est la longueur d'onde dite Compton de l'électron définie comme

$$\lambda_c = \frac{h}{m_e c} = \frac{2\pi\hbar c}{m_e c^2} = 0.0243 \text{ \AA} \quad I. 5$$

Les relations relativistes pour la conservation de l'énergie totale et de la quantité de mouvement dans une interaction Compton entre le photon incident et un électron «libre» peuvent être utilisées pour déterminer l'équation donnant I.4 pour le décalage de longueur d'onde $\Delta\lambda$ (McParland, 2010).

Le Tableau I.1 in présente un résumé des paramètres de conservation de l'énergie totale et de la quantité de mouvement dans l'effet Compton en termes d'énergie totale et de quantité de mouvement avant et après l'interaction Compton.

Tableau I.1: Résumé des paramètres de conservation de l'énergie totale et de la quantité de mouvement dans l'effet Compton.

Avant l'interaction de Compton	Après l'interaction de Compton
Énergie totale avant l'interaction $h\nu + m_e c^2$	Énergie totale après l'interaction $h\nu' + E_K + m_e c^2$
Quantité de mouvement avant l'interaction (axe des x) $\frac{h\nu}{c}$	Quantité de mouvement après l'interaction (axe des x) $\frac{h\nu'}{c} \cos \theta + p_e \cos \phi$
Quantité de mouvement avant l'interaction (axe des y) 0	Quantité de mouvement après l'interaction (axe des y) $\frac{h\nu'}{c} \sin \theta - p_e \sin \phi$

L'équation suivante concerne la longueur d'onde du photon incident λ , la longueur d'onde du photon diffusé λ' et l'angle de diffusion θ

$$\frac{1}{\lambda} \frac{1}{\lambda'} \cos \theta = \frac{1}{\lambda} \frac{1}{\lambda'} - \frac{m_e c}{h} \left[\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right] \quad I. 6$$

L'angle de diffusion θ est le seul facteur affectant la variation de longueur d'onde λ qui est exprimée par l'expression de déplacement de longueur d'onde de Compton, et ne dépendent pas de l'énergie incidente des photons $h\nu$.

L'équation de décalage de longueur d'onde de Compton pour $\Delta\lambda$ donnée par (I.7) dérive la relation entre l'énergie des photons incidents $h\nu$ et l'énergie des photons diffusés $h\nu'$ en fonction de l'angle de diffusion θ (Waseda *et al.*, 2011) :

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{2h}{m_e c} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad I. 7$$

$$\frac{1}{h\nu'} - \frac{1}{h\nu} = \frac{2}{m_e c} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad I. 8$$

L'énergie cinétique de l'électron Compton (recoil) $E_K^C(h\nu, \theta)$ est influencée par les photons $h\nu$ et l'angle de diffusion de θ . La relation est déterminée à l'aide de la conservation de l'énergie dans le *Tableau I.1*.

$$E_K^C(h\nu, \theta) = h\nu' - h\nu = h\nu \frac{2\varepsilon \sin^2 \frac{\theta}{2}}{1 + 2\varepsilon \sin^2 \frac{\theta}{2}} \quad I. 9$$

Où l'énergie des photons diffusés $h\nu$ en fonction de l'énergie des photons incidents $h\nu$ et ν est donnée par $\varepsilon = h\nu/m_e c^2$ (Waseda *et al.*, 2011).

Une expression dérivée d'Oskar Klein et Yoshio Nishina en 1928 donne la probabilité ou la section efficace d'une interaction Compton entre un photon et un «électron libre» par unité d'angle solide (Ekspong, 2014). Pour l'effet Compton $d_e \sigma_C^{KN}/d\Omega$, la section efficace électronique différentielle de Klein-Nishina par unité d'angle solide est donnée comme suit : [(cm²/electron)/steradian] ou [(m²/electron)/steradian] (McParland, 2010).

$$\frac{d_e \sigma_C^{KN}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{\nu'}{\nu} \right)^2 \left\{ \frac{\nu'}{\nu} + \frac{\nu}{\nu'} - \sin^2 \theta \right\} \quad I. 10$$

où

ν est la fréquence du photon incident.

ν' est la fréquence du photon diffusé.

θ est l'angle de diffusion du photon.

r_e est le rayon classique de l'électron (2.82 fm).

4.1.3. Diffusion de Rayleigh

En 1900, le physicien John W. Rayleigh a développé une théorie classique de la diffusion du rayonnement électromagnétique par les atomes, connue sous le nom de diffusion Rayleigh (voir la Figure I.6). Dans la plage d'énergie où la section efficace de Compton-Klein-Nishina est fortement réduite par les effets de couplage électronique, l'effet se produit principalement à de faibles énergies de photons $h\nu$ et à des ordres Z élevés de l'absorbeur. Dans cette plage d'énergie, la section efficace de Rayleigh dépasse la section efficace de Compton car tous les électrons atomiques contribuent de manière cohérente «c'est-à-dire sont cohérents» à la section efficace atomique de Rayleigh (Podgorsak *et al.*, 2014).

L'atome n'est pas excité ou ionisé par cette interaction et les électrons de liaison retournent à leur état d'origine. Bien que l'énergie de recul atomique soit très faible, un photon incident diffusé à un angle de diffusion θ a essentiellement la même énergie que le photon d'origine. L'angle de diffusion est relativement faible car le recul appliqué aux atomes ne provoque pas d'excitation ou d'ionisation des atomes (Podgorsak *et al.*, 2014).

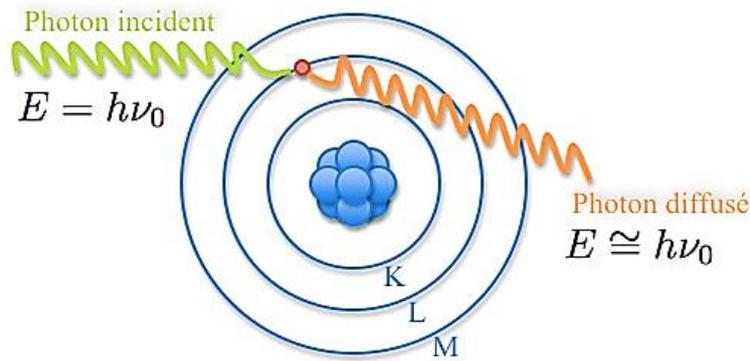


Figure I.6: diffusion de Rayleigh (Nicol, 2010).

4.1.4. Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique est l'interaction entre un photon et un électron orbital étroitement lié d'un atome absorbant. Le photon est complètement absorbé lors de l'interaction et l'électron circulant est émis avec l'énergie cinétique E_K . Le terme «photoélectron» fait référence à un électron émis depuis une orbite. Cette figure (Figure I.7) montre l'interaction photoélectrique entre un photon d'énergie $h\nu$ et un électron atomique de la couche K (Schörner, 2012).

L'effet photoélectrique se produit entre les photons et les électrons «fortement liés», contrairement à l'effet Compton, qui se produit entre les photons et les électrons «libres» «liés de manière faible».

La différence entre le couplage «faible» et «fort» est basée sur les amplitudes relatives de l'énergie du photon $h\nu$ et de l'énergie de liaison de la couche d'électrons E_B , plutôt que sur les valeurs absolues de $h\nu$ et E_B . Ainsi, dans le cas $E_B \ll h\nu$ l'électron est considéré comme faiblement lié ou «libre», tandis que dans $E_B \lesssim h\nu$ l'électron est considéré comme fortement lié (Podgorsak *et al.*, 2014).

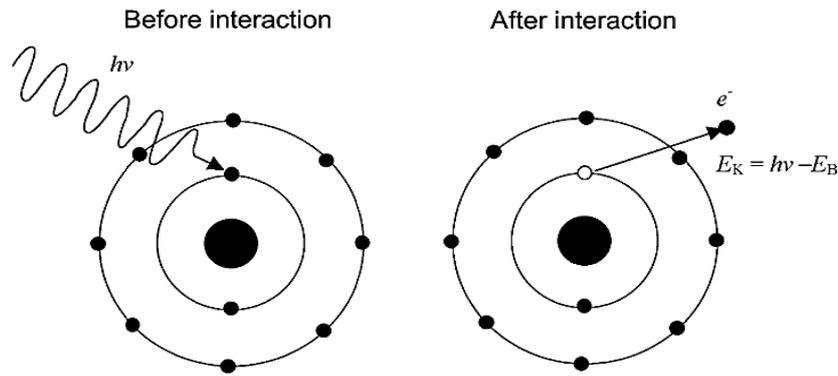


Figure 1.7: Schéma de principe de l'effet photoélectrique (Podgorsak et al., 2014).

L'exigence que l'électron soit étroitement lié à l'atome résulte de considérations de conservation globale de l'énergie et de la quantité de mouvement. Ceci est exprimé pour l'interaction photoélectrique des électrons sans photons comme :

Conservation de l'énergie :

$$h\nu = E_K \quad I. 11$$

Conservation de quantité de mouvement :

$$h\nu = E_K \sqrt{1 + \frac{m_e c^2}{E_K}} \quad I. 12$$

Où E , E_K et $m_e c^2$ sont respectivement l'énergie totale, l'énergie cinétique et l'énergie de masse au repos du photoélectron.

L'effet photoélectrique ne peut pas se produire entre un photon et un électron libre car le photon et l'électron libre ne peuvent pas conserver simultanément l'énergie et la quantité de mouvement. Le photon transfère l'énergie et le mouvement supplémentaires à une troisième particule, l'atome parent du photoélectron, mais cela ne peut se produire que lorsque le photoélectron est étroitement lié à l'atome parent (Mallick *et al.*, 2019).

Si l'effet photoélectrique se produit, la probabilité P_j de son apparition dans la sous-couche j d'un atome absorbant est définie par le coefficient d'atténuation de masse photoélectrique τ/ρ tracé en fonction de l'énergie photonique $h\nu$ englobant les bords absorbants K, L et M . En général, P_j est exprimé comme

$$P_j = (1 - \sum_{n=0}^{j-1} P_n) \xi_j \quad I. 13$$

Où $P_0 = 0$; $\sum P_j = 1$; et ξ_j est un paramètre de bord d'absorption défini pour la sous-couche j comme :

$$\xi_j = \frac{(\tau/\rho)_j^H - (\tau/\rho)_j^L}{(\tau/\rho)_j^H} \quad I. 14$$

Avec H et L désignant les valeurs élevées et basses de τ/ρ au bord ou sous-bord d'absorption K (L_1, L_2). Les interactions photoniques dans la sous-couche j sont représentées par le numérateur, tandis que les interactions dans toutes les sous-couches, y compris la sous-couche j , sont représentées par le dénominateur (Podgorsak *et al.*, 2014).

Chaque fois que l'énergie des photons $h\nu$ coïncide avec l'énergie de liaison d'une couche électronique particulière, la section efficace atomique «coefficient d'atténuation» de l'effet photoélectrique ${}_a\tau$ présente une structure en dents de scie distinctive. La section efficace atomique ${}_a\tau$ est caractérisée par trois régions d'énergie distinctes :

- La zone située à proximité immédiate des bords d'absorption.
- La zone située à une certaine distance des bords d'absorption.
- Région relativiste éloignée du bord d'absorption K (Mallick *et al.*, 2019).

Il est difficile de faire des prédictions théoriques pour ${}_a\tau$ dans la région (1) et il n'y a aucune certitude. Le coefficient d'atténuation atomique pour les électrons de couche K ${}_a\tau_K$ est donné comme suit pour la région (2):

$${}_a\tau_K = \alpha^4 ({}_e\sigma_{Th}) Z^n \sqrt{\frac{32}{\varepsilon^7}} \quad I.15$$

Où

ε est l'énergie photonique normalisée, c'est-à-dire $\varepsilon = h\nu/(m_e c^2)$.

α est la constante de structure fine ($\alpha = 1/137$).

Z est le numéro atomique de l'absorbeur.

${}_e\sigma_{Th}$ est la section efficace électronique de Thomson donnée dans l'équation I. 3.

n est la puissance dépendante de z de ${}_a\tau_K$ dans la plage allant de $n = 4$ à des énergies de photons relativement faibles à $n = 4.6$ à des énergies de photons élevées (Mallick *et al.*, 2019).

4.1.5. Production de paires

La production d'une paire électron-positon en conjonction avec l'absorption complète du photon par l'atome absorbeur devient énergétiquement possible lorsque l'énergie du photon incident $h\nu$ dépasse $2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$ et que $m_e c^2$ est l'énergie au repos de l'électron et du positon. Trois quantités doivent être conservées pour que l'effet se produise : l'énergie, la charge et la quantité de mouvement.

Le photon incident a une énergie $E_\nu = h\nu > 2m_e c^2$ et une quantité de mouvement $p_\nu = h\nu/c$ avant l'interaction de production de paires. Une paire électron-positon est créée

lors de l'interaction avec une énergie totale $E_{pair} = 2\gamma m_e c^2$ et une quantité totale de mouvement $p_{pair} = 2\gamma m_e v$. Le tableau I.2 présente un résumé des paramètres de l'interaction de production de paires avant et après dans l'espace libre (Podgoršak, 2016).

Selon les données du tableau, les économies d'énergie totales lors de la génération de paires "d'espace libre" sont exprimées comme (Schörner, 2012) :

$$E_\nu = h\nu \equiv E_{pair} = 2\gamma m_e c^2 \quad I.16$$

Tableau I.2: Paramètres d'interaction de production de paires en «espace libre».

Avant l'interaction de création de paires en "espace libre".	Après l'interaction de création de paires en "espace libre".
Énergie totale avant l'interaction. $E_\nu = h\nu$	Énergie totale après l'interaction. $E_{pair} = 2\gamma m_e c^2$
Momentum before the interaction $p_\nu = \frac{h\nu}{c}$	Quantité de mouvement après l'interaction. $p_{pair} = 2\gamma m_e v = E_{pair} \frac{v}{c^2}$
Charge totale avant l'interaction. 0	Charge totale après l'interaction. 0

Alors que la conservation de l'énergie s'écrit ainsi

$$p_\nu = \frac{h\nu}{c} \equiv p_{pair} = 2\gamma m_e v = 2\gamma m_e c^2 \frac{v}{c^2} = p_{pair} \frac{v}{c^2} = E_\nu \frac{v}{c^2} = p_\nu \frac{v}{c} \quad I.17$$

Les équations I.16 et I.17 sont contradictoires, montrant que l'énergie et le mouvement ne peuvent pas être conservés en même temps. Comme la vitesse des particules v est toujours inférieure à c , la quantité de mouvement p_ν avant l'interaction d'appariement est toujours supérieure à la quantité de mouvement totale après l'interaction d'appariement (Schörner, 2012).

La somme des charges d'appariement avant et après l'interaction est nulle. Par conséquent, la loi de conservation de la charge est observée lors de la génération de paires. La Figure I.8 montre schématiquement l'interaction entre la production de paires de cœurs et de triplets, la production de paires de cœurs étant illustrée dans la partie (a) et la production de triplets illustrée dans la partie (b).

Les dérivations théoriques des sections efficaces atomiques pour générer a_κ paires peuvent ou non être basées sur l'approximation de Born, et peuvent ou non prendre en compte le criblage nucléaire. Le noyau et les électrons orbitaux sont à peu près comme ça :

$${}_a\kappa = \alpha r_e^2 Z^2 P(\epsilon, Z) \quad I.18$$

Où

α est la constante de structure fine.

r_e est le rayon électronique classique $r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2 = 2.818 \text{ fm.}$

Z est le numéro atomique de l'absorbeur.

$P(\varepsilon, Z)$ est une fonction compliquée de l'énergie photonique $h\nu$ et du numéro atomique Z de l'absorbeur (Schörner, 2012).

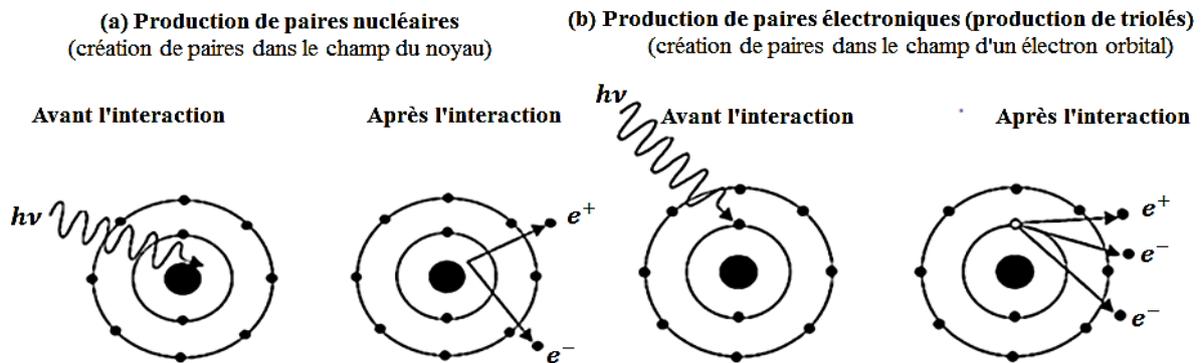


Figure 1.8: Représentation schématique de la production de paires (Podgoršak, 2016) .

4.2. Coefficients d'atténuation

Le coefficient d'atténuation μ est la mesure la plus importante définissant la transmission et la diffusion du rayonnement dans un milieu en expansion. Cette quantité peut être définie comme la probabilité par unité de longueur de trajet qu'un photon interagisse avec le milieu et dépend de l'énergie du photon E et du numéro atomique Z du milieu.

Comme montre dans la Figure I.9, une situation typique consiste à placer une feuille de matériau d'une épaisseur t entre une source de photons gamma mono-énergétique et un détecteur strictement collimateur.

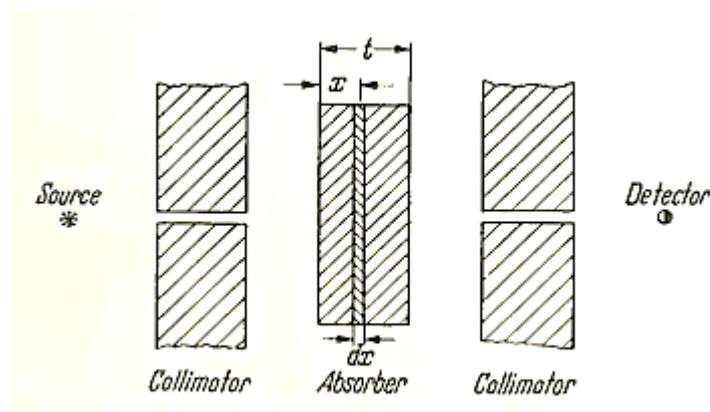


Figure I.9: Conventions pour la détermination expérimentale des coefficients d'atténuation des faisceaux étroits (Hubbell, 1969).

L'intensité du rayon I à l'intérieur de la couche dx de la dalle est diminuée pour les raisons suivantes :

- Absorption pure et simple, où
- Diffusion de la lumière.

Le taux de réduction d'intensité de faisceau résultant $-dI/I$ est proportionnel au coefficient d'atténuation du «faisceau étroit» μ et à l'épaisseur de couche dx , c'est-à-dire :

$$-dI/I = \mu dx \quad I. 19$$

En intégrant cette équation et en supposant que I_0 est l'intensité du faisceau incident sur le disque, on obtient la valeur de l'intensité transmise à travers le disque :

$$I(x) = I_0 \exp \left\{ - \int_0^t \mu(x) dx \right\} \quad I. 20$$

Dans un milieu homogène, cela se réduit à :

$$I(x) = I_0 e^{-\mu t} \quad I.21$$

Les dimensions de longueur inverse du coefficient d'atténuation sont présentes. Ainsi, si t est en cm, in, ft etc., les valeurs correspondantes de μ doivent être dans les unités $cm^{-1}, in^{-1}, ft^{-1}$ etc., et sont donc appelés «coefficients d'atténuation linéaires». Cependant, les coefficients d'atténuation linéaires sont proportionnels à la densité absorbante ρ , qui n'a généralement pas de valeur unique mais dépend dans une certaine mesure de l'état physique du matériau, même si les coefficients d'atténuation linéaires soient utiles pour une application technique. Ainsi, pour les fins de totalisation, il est couramment utilisé pour éliminer cette dépendance de densité et utiliser le «coefficient de masse d'atténuation» μ/ρ , qui, si μ est en cm^{-1} et ρ est en g/cm^3 , le rapport μ/ρ sera dans les unités conventionnelles de cm^2/g .

Le coefficient d'atténuation massique μ/ρ est proportionnel à la section efficace totale d'interaction photonique par atome,

$$\frac{\mu}{\rho} \frac{cm^2}{g} = \sigma_{tot} \frac{cm^2}{atom} \frac{N_a \frac{atoms}{g \cdot atom}}{M \frac{g}{atom}} = \sigma_{tot} \frac{b}{atom} N_a / M \cdot 10^{-24} \quad I.22$$

Où N_a est le nombre d'Avogadro ($6.02252 \times 10^{23} \text{ atomes / atome.g}$), M est le poids atomique du matériau absorbant et la valeur totale σ_{tot} des sections transversales individuelles décrites quantitativement précédemment. Pour être plus précis, nous avons utilisé la somme de σ_{tot} .

$$\sigma_{tot} = {}_a\tau + \sigma_C + {}_a\kappa \quad I. 23$$

(${}_a\tau$) est la section efficace de l'absorption photoélectrique, la collision Compton (σ_C) et de la production de paires (${}_a\kappa$) par atome (Hubbell, 1969).

4.3. Généralités sur les interactions des particules chargées avec la matière

Les particules chargées interagissent principalement avec les électrons et très rarement avec le noyau lorsqu'elles traversent la matière.

Suite à la collision des électrons atomiques avec les particules. Ceux-ci comprennent des protons, des particules alpha et des ions. Les particules avec plus de masse et d'énergie causent plus de dommages et sont plus difficiles à stopper ou à détourner. Les événements singuliers sont causés par les particules alpha et les ions en ionisant le matériau traversé par la création de paires électrons-trous.

4.3.1. La diffusion de Rutherford

Lorsqu'un groupe de particules entre en collision avec un noyau chargé positivement ce dernier disperse ces particules. Pour déterminer comment ces particules se dispersent, Rutherford a effectué des calculs utilisant la mécanique classique. Ces calculs ont contribué à une très bonne compréhension des sections efficaces de l'interaction. Tout d'abord, si l'intensité des particules incidentes est I , elle représente le nombre de particules traversant une unité de surface verticale en une unité de temps «c'est la définition d'une section efficace». Lorsque ces particules entrent en collision avec une cible, leur direction est modifiée et on parle ainsi de diffusion Rutherford. La probabilité de propagation dans une direction donnée représente la section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$. Sa définition est (Berman and Berman, 2018):

$$\frac{d\sigma(\theta, \phi)}{d\Omega} = \frac{\text{number of particles scattered into the solid angle } d\Omega \text{ a unit time}}{\text{intensity of the incident particles}} \quad I.24$$

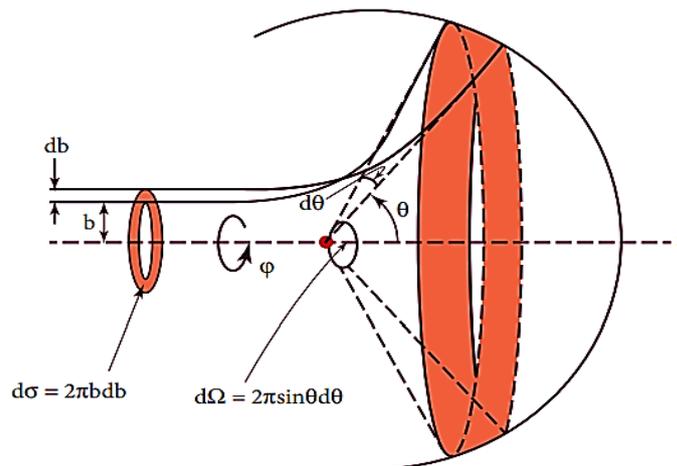


Figure I.10: Diffusion symétrique des particules autour de la direction incidente (Meli, 2020).

Nous définissons généralement l'angle solide de base (voir Figure I.10) entre les cônes avec des angles verticaux θ et $\theta + d\theta$ comme

$$d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta \quad I.25$$

Cela est dû à la symétrie des particules autour de l'axe de collision. Le terme section transversale apparaît parce que σ a des dimensions de surface.

Par conséquent, la section efficace de diffusion $d\sigma$ en fonction du paramètre d'impact p est

$$d\sigma = 2\pi b db = 2\pi b(\theta) \left| \frac{db(\theta)}{d\theta} \right| d\theta = \frac{b(\theta)}{\sin(\theta)} \left| \frac{db(\theta)}{d\theta} \right| d\Omega = \sigma(\theta) d\Omega \quad I.26$$

La relation nécessaire entre le paramètre d'impact et l'angle de diffusion est fournie par la résolution b :

$$b = \frac{\alpha_c}{2E} \cot(\theta/2) \quad I.27$$

Pour la diffusion coulombienne, l'énergie incidente E est liée à la constante de collision r_{min} par :

$$E = \frac{\alpha_c}{2r_{min}} \left[1 + \frac{1}{\sin(\theta/2)} \right] \quad I.28$$

$$r_{min} = \frac{\alpha_c}{2E} + [(\alpha_c/2E)^2 + b^2]^{1/2} \quad I.29$$

Enfin, la section efficace de diffusion est donnée en substituant l'équation (1.27) dans l'équation (1.26) (Bozoian *et al.*, 1990) :

$$d\sigma = \sigma_c(\theta) d\Omega = \left(\frac{\alpha_c}{4E} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4(\theta/2)} \quad I.30$$

4.3.2. Interaction des électrons avec la matière

Les électrons sont des particules légères qui transportent une charge électrique élémentaire. Un électron qui se déplace dans un milieu matériel perd de l'énergie en raison de «collisions», c'est-à-dire d'interactions coulombiennes avec les électrons des atomes du milieu traversé, ce qui entraîne l'ionisation ou l'excitation des atomes du milieu traversé. Il existe deux situations possibles : Les électrons interagissent soit avec les électrons du milieu des atomes, soit avec leur noyau. La collision est le terme utilisé pour décrire une interaction entre un électron et un électron. Il y a deux catégories : l'ionisation et l'excitation. Lorsqu'une interaction entre un électron et un noyau se produit, on parle de rayonnements de freinage Nikjoo *et al.* (2012).

a. Phénomène d'excitation et d'ionisation

Ce sont les interactions les plus courantes. L'électron incident transfère une partie de son énergie cinétique ΔE à l'électron atomique qui a une énergie de liaison E_B ; selon la valeur de la quantité d'énergie transférée, l'une ou l'autre de ces réactions aura lieu :

- Si $\Delta E \geq E_B$, l'électron cible est éjecté de son orbite avec une énergie cinétique $(\Delta E - E_B)$ et l'atome cible est ionisé (Figure I.11 à droite). Par conséquent, l'ionisation

est le processus par lequel les atomes neutres d'une molécule sont divisés en paires de particules opposées appelées ions. Les atomes gagnent ou perdent des électrons et deviennent ainsi des ions avec des charges positives ou négatives. Si son énergie cinétique est suffisante, l'électron éjecté, également appelé électron secondaire, peut à son tour produire d'autres ionisations.

- Si $\Delta E < E_B$, le transfert d'énergie ΔE peut porter l'électron cible à un niveau d'énergie supérieur, avec excitation de l'atome cible (Figure I.12 à gauche). Par conséquent, l'excitation est le transfert d'une partie de l'énergie de la particule incidente à des électrons dans le matériau absorbant, l'incitant à des orbites d'électrons plus éloignées du noyau.

L'électron retournera à un niveau d'énergie plus bas après avoir été excité, émettant de l'énergie d'excitation sous la forme de rayonnement électromagnétique «processus radiatif» ou d'électrons Auger «processus non radiatif». Lorsque le rayonnement incident est électromagnétique, comme dans le cas de la fluorescence X, il est connu sous le nom de photoélectron.

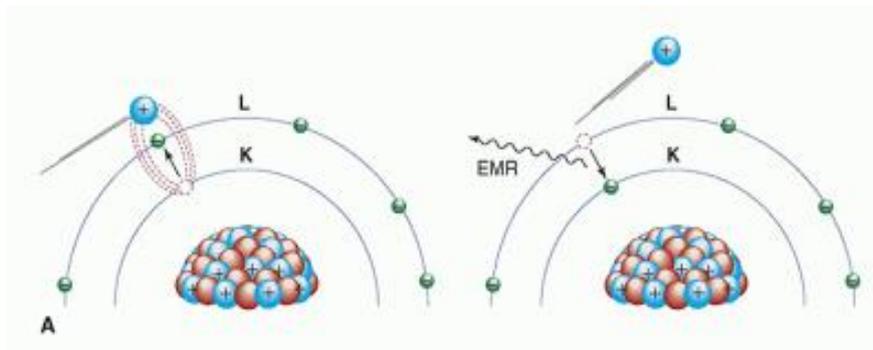


Figure I.11 : Excitation (à gauche) et désexcitation (à droite) avec libération ultérieure de rayonnement électromagnétique.

Dans un très court laps de temps, l'atome excité tend à atteindre un état d'énergie potentiel minimum en lançant des processus de transfert de postes vacants à travers divers modes de décroissance. Ce processus de retour de l'atome à son état fondamental, la configuration électronique, est connu sous le nom de De-excitation.

b. Rayonnement de freinage :

Les électrons incidents peuvent plus rarement interagir avec les noyaux des atomes de la substance traversée. Le champ coulombien du noyau les dévie et leur donne une partie de leur énergie.

Il peut être signalé par un ralentissement ou un freinage (Figure I.12). Les rayonnements X, également appelés « freinage », sont la forme sous laquelle l'énergie perdue est émise.

Ce phénomène n'est significatif que lorsqu'un électron de forte énergie «supérieur à 1 MeV» traverse une matière composée d'atomes lourds (Li, 2014).

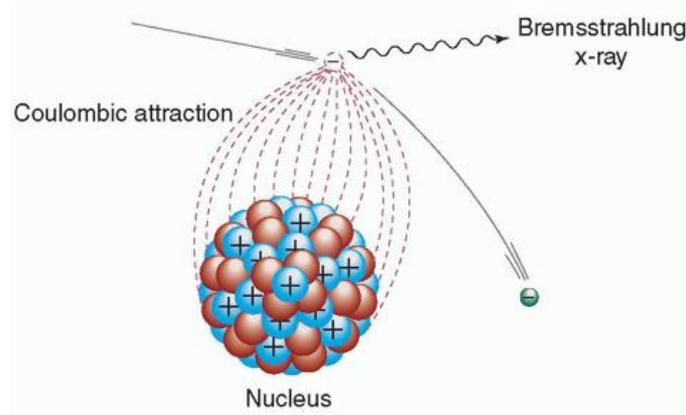


Figure I.12: perte d'énergie radiative via bremsstrahlung (rayonnement de freinage) (Li, 2014).

5. Les paramètres atomiques :

5.1. Nombres quantiques

Dans le modèle quantique de l'atome, les électrons sont situés dans des régions appelées couches centrées sur le noyau, considérées comme un ensemble d'orbitales. De ce qui précède, nous concluons que l'orbite atomique est le volume d'espace entourant le noyau où il y a une certaine probabilité de trouver un électron. L'orbitale la plus proche du noyau a le niveau d'énergie le plus bas, et les niveaux d'énergie augmentent à mesure que l'orbitale s'éloigne du noyau.

La configuration électronique est l'identification des électrons d'un atome à l'aide de nombres quantiques. La configuration électronique de chaque élément donne des informations importantes sur ses propriétés chimiques. Les électrons d'un atome sont identifiés par quatre nombres quantiques. Il s'agit de :

- La lettre n représente le nombre quantique principal. Le nombre quantique principal peut prendre des valeurs intégrales commençant par 1 et indique dans quelle couche se trouve l'électron. Plus l'orbitale est éloignée du noyau, plus le nombre quantique principal est élevé. Un nombre quantique principal plus élevé indique une plus grande quantité d'énergie. Les coques sphériques sont appelées couches K, L, M , et N , etc., correspondent à $n = 1, 2, 3, 4, \dots, etc$ Des lettres peuvent également être utilisées pour désigner des coques. Le nombre quantique principal des orbitales d'une même couche est identique.

- La lettre l représente le nombre quantique de moment cinétique. Une orbitale est créée par les nombres quantiques de moment cinétique. Les valeurs de l peuvent varier de 0 à $n - 1$, en fonction du nombre quantique principal. La forme de l'orbitale est sphérique lorsque $l = 0$ et un huit tridimensionnel lorsque $l = 1$ (voir les représentations de la Figure I.13). Des formes orbitales plus complexes apparaissent à mesure que la valeur de l augmente. Les valeurs de lettre sont traditionnellement utilisées pour désigner les valeurs l (Myers, 2003).

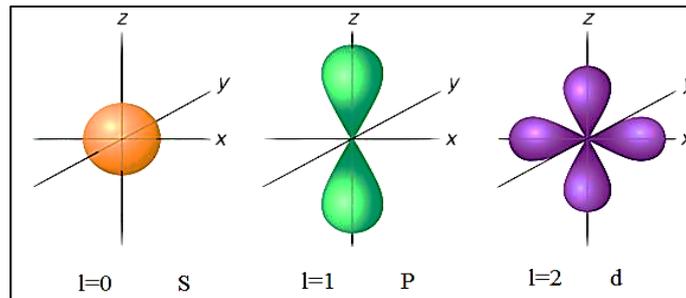


Figure I.13: Représentation de Plusieurs Orbitales Différentes

Les raies spectrales des éléments sont utilisées pour désigner la lettre. Les lignes sont nettes, principales ou diffuses (s, p, d). Les lignes qui suivent la lettre d sont étiquetées alphabétiquement en commençant par la lettre f .

- L'orientation de l'orbitale dans l'espace est donnée par le nombre quantique magnétique qui est représenté par le symbole m_l , ayant des valeurs entières allant de $-l$ à $+l$.
- Le nombre quantique de spin symbolisé par m_s . L'électron tourne autour de son propre axe selon le nombre quantique de spin. Sa valeur peut être de $-\frac{1}{2}$ ou de $+\frac{1}{2}$, ce qui indique une rotation soit dans le sens horaire, soit dans le sens antihoraire.

5.2. Orbite électronique

Nous pouvons énumérer quelles combinaisons de nombres quantiques sont possibles en utilisant les définitions des quatre nombres quantiques ci-dessus. En ce qui concerne les nombres quantiques, une règle fondamentale s'applique : il n'y a pas deux électrons dans le même atome qui peuvent avoir un ensemble identique de nombres quantiques. Le Principe d'exclusion de Pauli (1900-1958) est le nom de cette règle. Par exemple, lorsque $n = 1$, l et m_l ne peuvent être que 0, et m_s peut être $-\frac{1}{2}$ ou $+\frac{1}{2}$. Cela signifie que la couche K ne peut contenir que deux électrons au maximum. Les nombres quantiques des deux électrons seraient de $(1,0,0)$ soit $-\frac{1}{2}$ et $(1,0,0)$ soit $+\frac{1}{2}$, respectivement. Le spin opposé des deux électrons dans l'orbitale K indique que les électrons ne sont pas en désaccord avec le principe d'exclusion de

Pauli. Le tableau I.3 contient les valeurs potentielles des nombres quantiques et le nombre maximum d'électrons que chaque orbitale peut contenir, qui sont représentés sur la Figure I.14.

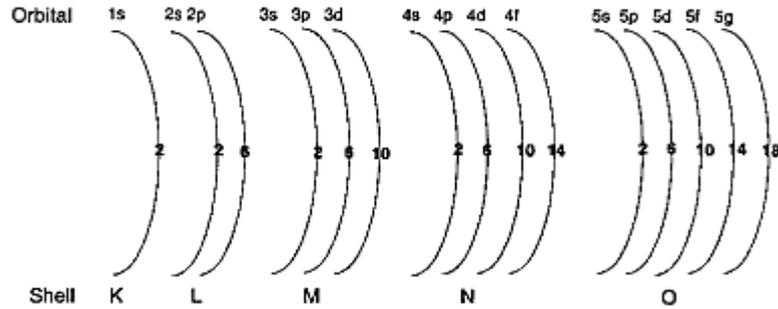


Figure I.14: Nombre maximal d'électrons par Orbitale (Myers, 2003).

Des configurations électroniques pour les éléments peuvent être écrites à l'aide de nombres quantiques. Nous devons nous rappeler que lorsque nous écrivons des configurations électroniques, les électrons adoptent la configuration la plus stable en occupant les niveaux d'énergie les plus bas (Myers, 2003).

Tableau I.3: Nombres Quantiques (Myers, 2003).

Couches	n	Possible l	Possible m_l	m_s	Maximum électrons
K	1	0	0	$+\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	2
L	2	0,1	-1,0,1	$+\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	8
M	3	0,1,2	-2, -1,0,1,2	$+\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	18
N	4	0,1,2,3	-3, -2, -1,0,1,2,3	$+\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	32
O	5	0,1,2,3,4	-4, -3, -2, -1,0,1,2,3,4	$+\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$	50

Il est également important de se rappeler que deux électrons ne peuvent pas avoir les mêmes nombres quantiques. Le Tableau I.4 contient la configuration électronique des vingt premiers composants. Par exemple, pour He ($Z = 2$), la configuration électronique est représentée par $(1s)^2$. Un électron à l'orbite 2s ajouté à la couche fermée de He présente cette configuration pour Li ($Z = 3$).

Tableau I.4: Configurations électroniques des 20 premiers éléments (Myers, 2003).

H	$1s^1$	Na	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$
He	$1s^2$	Mg	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2$
Li	$1s^2 2s^1$	Al	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^1$
Be	$1s^2 2s^2$	Si	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$
B	$1s^2 2s^2 2p^1$	P	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^3$
C	$1s^2 2s^2 2p^2$	S	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^4$
N	$1s^2 2s^2 2p^3$	Cl	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5$
O	$1s^2 2s^2 2p^4$	Ar	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$
F	$1s^2 2s^2 2p^5$	K	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^1$
Ne	$1s^2 2s^2 2p^6$	Ca	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2$

Les modèles de mécanique quantique et la configuration électronique des éléments sont fondamentaux pour expliquer de nombreux aspects de la chimie. Les électrons dans les orbitales les plus externes des éléments sont particulièrement importants. Les propriétés chimiques des éléments, la liaison du tableau périodique et de nombreux principes chimiques se manifestent par ces électrons, également appelés électrons de valence.

5.3. Niveau d'énergie des électrons atomiques

Les atomes libres ont des électrons qui se trouvent sur des niveaux d'énergie précis correspondant aux différentes couches et sous-couches (K, L, M, etc) : La couche K est la plus énergétique en valeur absolue et contient deux électrons au maximum. Il y en a au maximum huit sur la couche L , qui est divisée en sous-couches L_1, L_2, L_3 . Au total, dix-huit électrons remplissent la couche M , qui est divisée en sous-couches telles que M_1, M_2, M_3, M_4, M_5 etc. En général, ces niveaux ne sont pas considérables, à l'exception des sous-couches les plus externes «c'est-à-dire les moins énergétiques en valeur absolue» qui participent à la liaison chimique. La liaison chimique affecte très peu les énergies des niveaux internes (Sahoo, 2015).

5.4. Règle de sélection

La mécanique quantique impose des critères supplémentaires pour les niveaux d'énergie entre lesquels peuvent se produire des transitions, mais en mécanique classique, ainsi que dans le modèle initial de Bohr, tout électron situé à un niveau d'énergie élevé est susceptible d'être transféré à un niveau d'énergie inférieur sur une orbitale laissée vide, produisant une énergie lumineuse.

Les nombres quantiques des états d'énergie initiale (1) et finale (2) de la transition électronique doivent suivre les règles de sélection suivantes :

$$\begin{cases} \Delta n \geq 1 \\ \Delta l = \pm 1 \\ \Delta j = \pm 1 \text{ ou } 0 \end{cases} \quad I. 31$$

n, l et j sont respectivement les nombres quantiques principal, orbital et total pour lesquels

$$\begin{cases} 0 < l < n - 1 \\ Et \\ j = l \pm 1/2 \end{cases} \quad I. 32$$

Les transitions alternatives sont «interdites». Malgré ces règles, certaines peuvent être observées, mais l'intensité relative des rayons X correspondants est alors très faible (Beladel, 2015).

5.5. Transitions électroniques :

Déterminer l'énergie moyenne $h\nu_j$ des photons de fluorescence dans la sous-couche j n'est pas une tâche difficile. Ces photons sont générés à partir de rayons X et de transitions optiques qui suivent des règles de sélection connues. Selon la sous-couche dans laquelle se produisent les transitions de rayons X autorisées, elles sont émises avec des intensités et des énergies différentes. Pour illustrer cela, nous calculons l'énergie de fluorescence moyenne de la couche K $h\nu_k$ du plomb. Un diagramme des niveaux d'énergie atomique et des lignes de fluorescence de la couche K avec leurs intensités relatives normalisées à 100 % pour la transition d'intensité la plus élevée $K - L_3(K\alpha_1)$ est présenté pour l'absorbeur de plomb à la Figure I.15.

Le diagramme des niveaux d'énergie utilise la notation spectroscopique originale de Siegbahn et la notation IUPAC plus récente (Tableau I.5). Les lacunes dans la couche L ne seront pas comblées par des transitions électroniques, ni même par des couches supérieures qui produisent des électrons Auger ou des photons de fluorescence avec des énergies d'environ 12 keV (Jenkins *et al.*, 1991).

Tableau I.5: les transitions radiographiques des séries K, L et M (Cullity, 1956)

Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC	Siegbahn	IUPAC
$K\alpha_1$	$K - L_3$	$K\alpha_1$	$L_3 - M_5$	$L\gamma_1$	$L_2 - N_4$	KM	$M_5 - N_7$
$K\alpha_2$	$K - L_2$	$K\alpha_2$	$L_3 - M_4$	$L\gamma_2$	$L_1 - M_2$	$M\alpha_2$	$M_5 - M_6$
$K\beta_1$	$K - M_3$	$K\beta_1$	$L_2 - M_4$	$L\gamma_3$	$L_1 - N_3$	$M\beta$	$M_4 - N_6$
$K\beta_2^I$	$K - N_3$	$K\beta_2$	$L_3 - N_5$	$L\gamma_4$	$L_1 - O_3$	$K\gamma$	$M_3 - N_5$
$K\beta_2^{II}$	$K - N_2$	$K\beta_3$	$L_1 - M_3$	$L\gamma_4$	$L_1 - O_2$	$K\xi$	$M_{4,5} - N_{2,3}$
$K\beta_3$	$K - M_2$	$K\beta_4$	$L_1 - M_2$	$L\gamma_5$	$L_2 - N_1$		
$K\beta_4^I$	$K - K_2$	$K\beta_5$	$L_3 - O_{4,5}$	$L\gamma_6$	$L_2 - O_4$		
$K\beta_4^{II}$	$K - N_5$	$K\beta_6$	$L_3 - N_1$	$L\gamma_8$	$L_2 - O_1$		
$K\beta_{4x}$	$K - n_4$	$K\beta_7$	$L_3 - O_1$	$L\gamma_8$	$L_2 - O_6$		
$K\beta_5^I$	$K - M_5$	$K\beta_7$	$L_3 - N_{6,7}$	$L\gamma_7$	$L_3 - N_{6(7)}$		
$K\beta_5^{II}$	$K - M_4$	$K\beta_9$	$L_1 - M_5$	LI	$L_3 - M_1$		
		$K\beta_{10}$	$L_1 - M_4$	LS	$L_3 - M_3$		
		$K\beta_{15}$	$L_2 - M_4$	Lt	$L_3 - M_2$		
		$K\beta_{17}$	$L_2 - M_3$	Lu	$L_3 - N_{6,7}$		
				Lv	$L_2 - M_{6(7)}$		

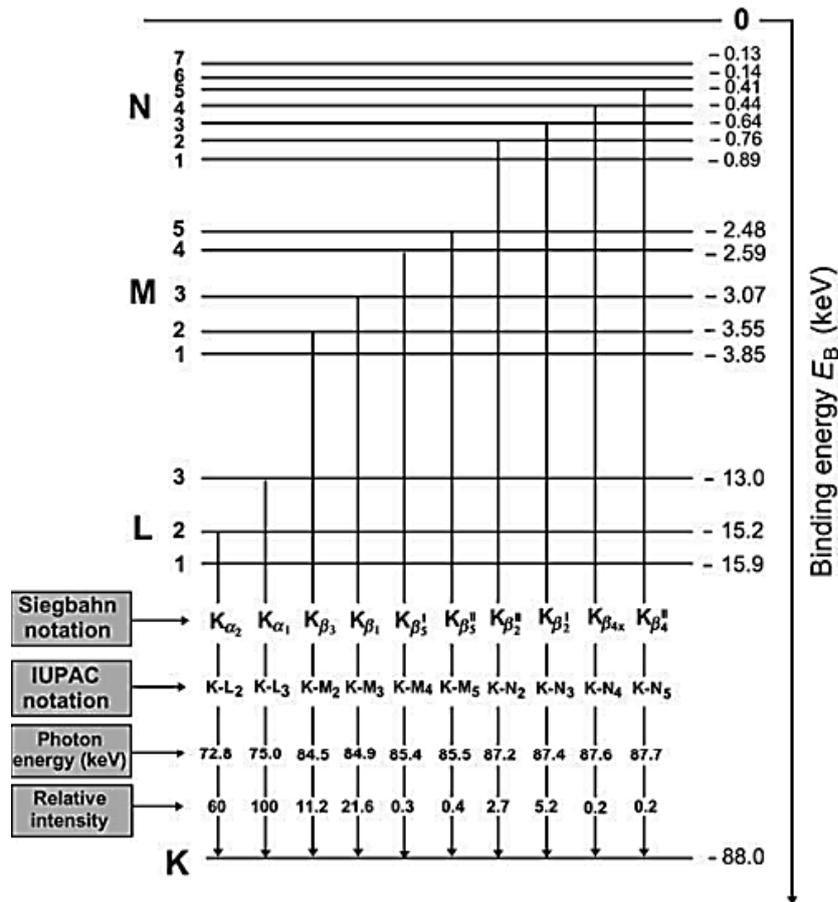


Figure I.15: Diagramme de niveau d'énergie atomique pour les couches K, L, M et N de plomb (Jenkins et al., 1991)

6. Processus radiatif :

6.1. Principes de la fluorescence X :

La technique d'analyse par spectrométrie de fluorescence X utilise un rayonnement primaire X de faible longueur d'onde et donc de forte énergie pour bombarder la surface d'un échantillon. Les couches *K*, *L*, *M* et *N* représentent les niveaux d'énergie correspondants aux électrons gravitant autour du noyau et formant le cortège électronique. Pour qu'un électron soit éjecté de son orbite, l'énergie du rayonnement X primaire doit être supérieure à l'énergie de liaison au niveau atomique. Dans ce cas, l'atome est ionisé, ce qui le rend instable jusqu'à ce qu'un autre électron le remplace.

La transition électronique d'une couche supérieure X à une couche interne Y plus proche du noyau est accompagnée de l'émission d'un photon X (voir la Figure I.16), également connu sous le nom de photon de fluorescence X, dont l'énergie est égale à la différence d'énergie entre les deux couches d'élément (Abdel-Rahman and Podgorsak, 2010) :

$$\Delta E = E_X - E_Y$$

I.33

La transition est alors dite radiative.

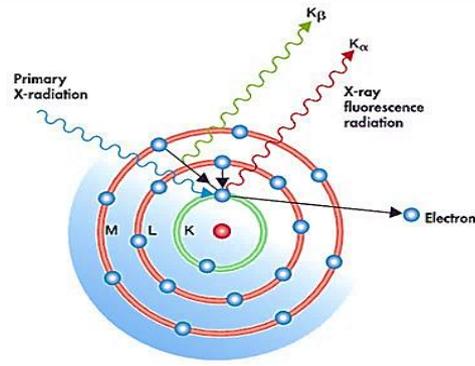


Figure I.16: Phénomène de la fluorescence X (Abdel-Rahman and Podgorsak, 2010).

6.2. Le rendement de fluorescence

Le rendement de fluorescence ω d'une couche est défini comme la probabilité qu'une transition radiative comble une lacune dans cette couche (Figure I.17(b)). Par l'éjection d'un de ses propres électrons d'un état moins lié, un atome excité peut retourner à son état fondamental. Cette transition non radiative est connue sous le nom d'effet Auger et les électrons éjectés sont appelés électrons Auger (Figure I.17(a)). Un atome ayant une lacune est dans un état excité, Γ où la largeur ou l'incertitude totale sur l'énergie de cet état est liée à sa durée de vie moyenne τ par $\Gamma = \hbar/\tau$. La somme de la largeur radiative Γ_R , de la largeur non radiative Γ_A et la largeur de Coster-Kronig Γ_{CK} constitue la largeur Γ . Ainsi, le rendement de fluorescence ω est donné par:

$$\omega = \frac{\Gamma_R}{\Gamma} \quad I.34$$

Cette définition ne pose aucune difficulté à appliquer à la couche K d'un atome, qui contient généralement deux électrons. Le rendement de fluorescence de la couche K est:

$$\omega_K = I_K/n_K \quad I.35$$

Où I_K est le nombre de photons émis, où de lacunes dans cette couche sont remplies, n_K est le nombre de lacunes primaires (Bambynek *et al.*, 1972).

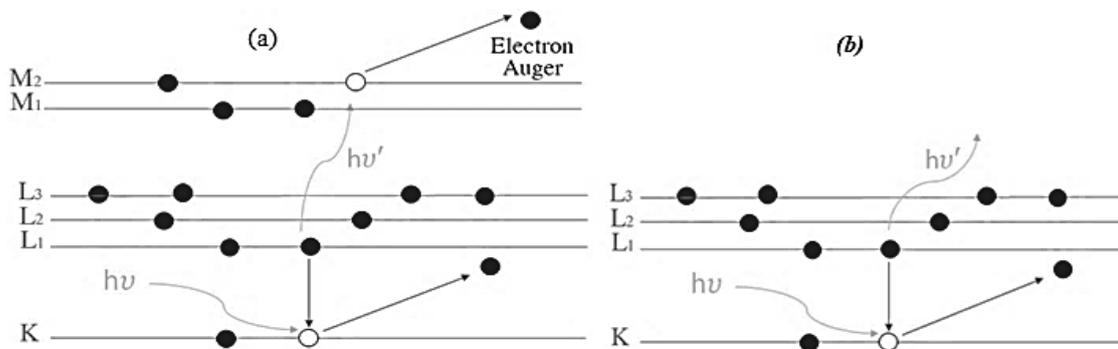


Figure I.17: Les deux transition, (a) non radiative «l'effet Auger», (b) radiative «fluorescence de RX».

Le nombre réel de rayons X produits est inférieur à l'attente, ce qui est une conséquence significative de l'effet Auger. On observe ce rendement de fluorescence ω_K pour la couche K (Abdel-Rahman and Podgorsak, 2010) :

$$\omega_K = \frac{N_X}{N} = \frac{N_X}{N_X + N_{e^-}} \quad I.36$$

Où N est le nombre initial de lacunes électroniques, N_X et N_{e^-} les nombres de rayons X et d'électrons-Augé émis.

La définition du rendement de fluorescence des autres couches, telles que L, M, etc., est plus difficile car elles comprennent plusieurs sous-couches. Des transitions de Coster-Kronig peuvent également se produire. Ces transitions sont non radiatives et se produisent entre les sous-couches d'une même couche électronique. Par conséquent, déterminer le rendement de fluorescence est très difficile.

Le rendement de fluorescence de la i ème sous-couche d'une couche dont le nombre quantique principal est connu sous le nom de X ($X = K, L, M, \dots$). Selon l'équation qui détermine le rendement de fluorescence d'une couche atomique, une sous-couche est obtenue:

$$\omega_i^X = I_i^X / n_i^X \quad I.37$$

Le rendement moyen de fluorescence pour une couche X peut alors être défini comme suit :

$$\omega_X = \sum_{i=1}^k N_i^X \omega_i^X \quad I.38$$

Où N_i^X est le nombre relatif de lacunes primaires dans la i ème sous couche de la couche X :

$$N_i^X = \frac{n_i^X}{\sum n_i^X} \quad \text{et} \quad \sum_{i=1}^k N_i^X = 1 \quad I.39$$

La somme dans les équations (I.38) et (I.39) s'étend sur toutes les sous couches K de la couche X.

Le nombre total des lacunes n_X dans toutes les sous couches de la couche X est donné par :

$$n_X = \sum_{i=1}^k n_i^X \quad I.40$$

Alors, le rendement moyen de fluorescence ω_X de la couche X peut être écrit comme suit :

$$\omega_X = I_X / n_X \quad I.41$$

Pour que la définition (I.41) de ω_X soit appliquée, la distribution des lacunes primaires doit rester inchangée avant que ces lacunes ne soient remplies à partir des couches plus élevées, c'est-à-dire que les transitions de Coster-Kronig ne soient pas présentes. Il est

nécessaire d'exécuter l'expérience k fois pour déterminer les quantités atomiques ω_i^X pour toutes les sous-couches k de la couche X , chacune d'entre elles donnant un rapport de lacunes primaires différent des autres. Un ensemble de rendements de fluorescence moyens sont rapportés dans ces expériences :

$$\begin{aligned} (\omega_X)_1 &= \sum_{i=1}^k (N_i^X)_1 \omega_i^X \\ (\omega_X)_2 &= \sum_{i=1}^k (N_i^X)_2 \omega_i^X \\ &\vdots \\ (\omega_X)_k &= \sum_{i=1}^k (N_i^X)_k \omega_i^X \end{aligned} \quad I. 42$$

Qui peut alors être résolu pour les rendements de fluorescence des k sous couches.

En étudiant les transitions de Coster-Kronig, deux approches peuvent être prises en compte :

- i. La combinaison linéaire des rendements de fluorescence ω_i^X des sous couches k , définis par leurs distributions V_i^X de lacunes, y compris le changement causé par les transitions de Coster-Kronig, peut être considérée comme le rendement moyen de fluorescence ω_X :

$$\omega_X = \sum_{i=1}^k V_i^X \omega_i^X \quad I. 43$$

Avec :

$$\sum_{i=1}^k V_i^X \geq 1 \quad I. 44$$

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. Par conséquent, les quantités V_i^X peuvent être écrites en fonction de nombres des lacunes primaires N_i^X comme suit:

$$\begin{aligned} V_1^X &= N_1^X \\ V_2^X &= f_{12} N_1^X + N_2^X \\ V_3^X &= (f_{13} + f_{12} f_{23}) N_1^X + f_{23} N_2^X + N_3^X \\ &\vdots \\ V_k^X &= (f_{1k}^X + f_{12}^X f_{2k}^X + f_{12}^X f_{23}^X f_{3k}^X + \dots) N_1^X + (f_{k-2,k-1}^X f_{k-1,k}^X) N_{k-2}^X + f_{k-1,k}^X N_{k-3}^X + N_k^X \end{aligned} \quad I. 45$$

- ii. Le rendement moyen de fluorescence ω_X peut être considéré comme une combinaison linéaire de la distribution des lacunes primaires N_i^X avec un ensemble de coefficients v_i^X incluant l'effet de transitions de Coster-Kronig (Bambynek *et al.*, 1972)

$$\omega_X = \sum_{i=1}^K v_i^X N_i^X \quad I. 46$$

Nous spécifions les relations générales entre N_i^X et V_i^X , ainsi que les relations v_i^X et ω_i^X pour les couches L et M , pour plus de clarté. Les atomes dans lesquels l'approximation de couplage $j - j$ est valide sont couverts par la notation.

Les distributions initiale et finale des postes vacants dans la couche L sont liées comme suit :

$$\begin{aligned} V_1^L &= N_1^L \\ V_2^L &= f_{12}N_1^L + N_2^L \\ V_3^L &= (f_{13} + f_{12}f_{23})N_1^L + f_{23}N_2^L + N_3^L \end{aligned} \quad I.47$$

Où f_{12}, f_{23}, f_{13} sont les probabilités des transitions de Coster-Kronig ayant lieu entre $L_1 \rightarrow L_2$, $L_2 \rightarrow L_3$ et $L_1 \rightarrow L_3$ respectivement (Figure I.18).

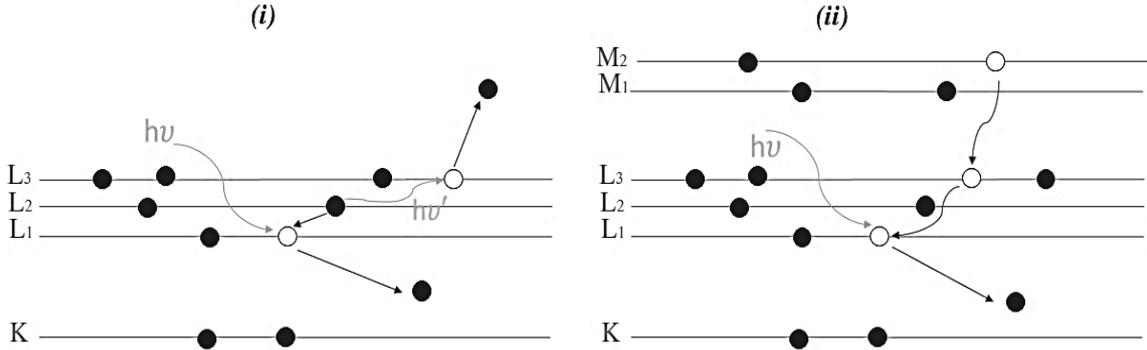


Figure I.18: Les transition non radiative (i) transition de C-K et (ii) l'effet Auger.

Les relations entre les distributions de postes vacants initiales et finales dans la couche

M sont :

$$\begin{aligned} V_1^M &= N_1^M \\ V_2^M &= f_{12}N_1^M + N_2^M \\ V_3^M &= (f_{13} + f_{12}f_{23})N_1^M + f_{23}N_2^M + N_3^M \\ V_4^M &= (f_{14} + f_{13}f_{34} + f_{12}f_{24} + f_{12}f_{23}f_{34})N_1^M + (f_{24} + f_{23}f_{34})N_2^M + f_{34}N_3^M + N_4^M \\ V_5^M &= (f_{15} + f_{14}f_{45} + f_{13}f_{35} + f_{12}f_{25} + f_{13}f_{34}f_{45} + f_{12}f_{24}f_{45} + f_{12}f_{23}f_{35} + f_{12}f_{23}f_{34}f_{45}) \\ &N_1^M + (f_{25} + f_{24}f_{45} + f_{23}f_{35} + f_{23}f_{34}f_{45})N_2^M + (f_{35} + f_{34}f_{45})N_3^M + f_{45}N_4^M + N_5^M \end{aligned} \quad I.48$$

Les coefficients v_i^X et les rendements de fluorescence de la sous-couche ω_i^X sont liés comme suit dans la couche L :

$$\begin{aligned} v_1^L &= \omega_1^L + f_{12}\omega_2^L + (f_{13} + f_{12}f_{23})\omega_3^L \\ v_2^L &= \omega_2^L + f_{23}\omega_3^L \\ v_3^L &= \omega_3^L \end{aligned} \quad I.49$$

Dans la couche M , les relations suivantes sont valables entre le v_i^X et le ω_i^X (Bambynek *et al.*, 1972) :

$$\begin{aligned} v_1^M &= \omega_1^M + f_{12}\omega_2^M + (f_{13} + f_{12}f_{23})\omega_3^M + (f_{14} + f_{13}f_{34} + f_{12}f_{24} + f_{12}f_{23}f_{34})\omega_4^M \\ &+ (f_{15} + f_{12}f_{25} + f_{13}f_{35} + f_{14}f_{45} + f_{12}f_{23}f_{35} + f_{12}f_{24}f_{45} + f_{13}f_{34}f_{45} + f_{12}f_{23}f_{34}f_{45})\omega_5^M \\ v_2^M &= \omega_2^M + f_{23}\omega_3^M + (f_{24} + f_{23}f_{34})\omega_4^M + (f_{25} + f_{23}f_{35} + f_{24}f_{45} + f_{23}f_{34}f_{45})\omega_5^M \\ v_3^M &= \omega_3^M + f_{34}\omega_4^M + (f_{35} + f_{34}f_{45})\omega_5^M \\ v_4^M &= \omega_4^M + f_{45}\omega_5^M \\ v_5^M &= \omega_5^M \end{aligned} \quad I.50$$

7. Processus non radiatif

Les photons ne sont pas impliqués dans le processus de relaxation non radiative. La distribution de l'énergie sous forme de chaleur sur les molécules proches se produit lors des collisions entre les molécules.

7.1. L'effet Auger

Pierre Auger a présenté dans un article publié «Auger 1926» une expérience pour détecter des cascades d'électrons à partir d'atomes excités. Les phénomènes d'ionisation ont été visualisés dans ces premières expériences utilisant des chambres à brouillard, où les ions produits dans la vapeur d'eau dense étaient détectés par la condensation de gouttelettes d'eau lorsque des électrons étaient éjectés (Wilson, 1923). Pierre Auger a provoqué ce que l'on appelle l'effet Auger dans les gaz nobles excités par des rayons X incidents, entraînant l'émission d'électrons primaires et de multiples traces d'électrons (Auger, 1926). L'effet Auger décrit le processus par lequel les lacunes dans les orbitales électroniques internes «couche K» sont comblées par la désintégration des électrons des couches supérieures de la couche (couche L) avec des énergies de liaison plus faibles. La différence d'énergie de cette transition est soit émise sous forme de rayons X caractéristiques (figure (a)) soit transférée à un autre électron et émise (figure (b)). Si les électrons émis proviennent du même niveau d'énergie principal «c'est-à-dire la couche L», on dit que l'électron est un électron Auger, ce qui entraîne deux lacunes d'électrons dans la couche, par exemple des trous tels que 2s et 2p sont générés (Ku *et al.*, 2019).

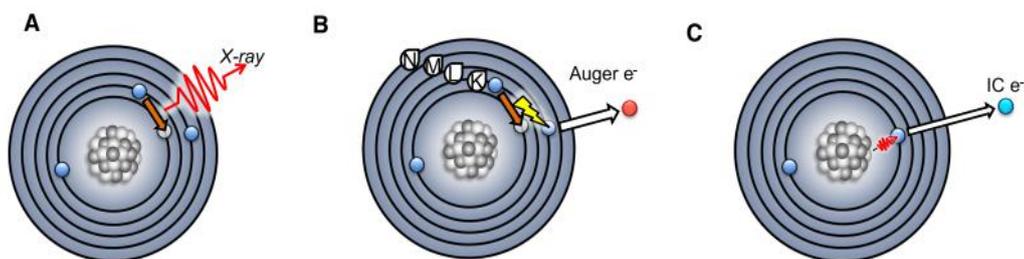


Figure I.19: L'émission d'électrons Auger peut être initiée par capture d'électrons (EC) ou conversion interne (IC) (Ku *et al.*, 2019).

Dans tous les cas, l'impact des cascades n'est pas négligeable. En fait, les atomes de numéro atomique Z inférieur à 31 «gallium» sont plus susceptibles d'émettre des électrons Auger qu'ils n'émettent de rayons X. La probabilité du processus Auger peut être déterminée à partir du rendement de fluorescence de la couche K . Il est défini comme :

$$\omega_K = \frac{\text{Le nombre d'atomes émettant un rayonnement } K.}{\text{Le nombre d'atomes présentant une lacune dans la couche } K.} \quad I.51$$

Cette quantité, qu'elle soit causée par des rayons X ou par des électrons, est appelée rendement de fluorescence.

Les électrons Auger ne peuvent pas voyager loin dans les solides, et les électrons Auger émis par les atomes des solides ne peuvent pas s'échapper de l'échantillon à moins que les atomes ne soient à environ 10\AA de la surface de l'échantillon. L'énergie cinétique de l'électron qui s'échappe est liée à la différence d'énergie entre les atomes parents. Leurs énergies sont propres à l'atome. Du fait de la disponibilité de moyens de mesure de ces énergies, il existe une méthode d'analyse chimique des couches superficielles très fine appelée : spectroscopie électronique Auger. Cette méthode est utilisée pour étudier la catalyse, la corrosion, la séquestration des impuretés de surface, etc... (Abdel-Rahman and Podgorsak, 2010).

7.2. Transition Coster-Kronig

La définition précédente du rendement de fluorescence n'est plus applicable aux couches L, M , etc. En effet, ces couches ont plusieurs niveaux et il est possible de transférer une lacune électronique sur les niveaux les plus internes vers un niveau plus externe de la même couche avant qu'une transition radiative ou Auger ne se produise. Les changements qui se produisent entre deux niveaux d'une même couche sont appelés « transitions de Coster-Kronig ». La figure I.18(i).

Les transitions peuvent être radiatives et provoquer l'émission de rayons X dans le domaine des raies caractéristiques lorsque les différences d'énergie entre les niveaux impliqués sont élevées, ce qui est le cas des éléments lourds ($Z > 50$). Ainsi, il est essentiel de déterminer le rendement de fluorescence pour chaque niveau en raison de ces transitions, ainsi que la probabilité de transition Coster-Kronig entre les niveaux (Kahoul, 2006).

7.3. La probabilité totale

La relation entre la probabilité de trois paramètres, l'effet Auger, le rendement de fluorescence et les transitions de Coster-Kronig est appelée probabilité totale ω (Bambynek *et al.*, 1972) :

$$\omega = \omega_i^k + a_i^k + \sum_{j=i+1}^k f_{ij}^k = 1 \quad I.52$$

ω_i^k est le rendement de fluorescence, a_i^k le rendement d'émission Auger et f_{ij}^k est le rendement Coster-Kronig

8. Section efficace

8.1. Section efficace totale de production de rayon X

De la manière suivante, la section efficace de production d'un rayon X donné est égale au produit de la section efficace d'ionisation de la couche selon le rendement de fluorescence (Bambynek *et al.*, 1972):

$$\sigma_X = \sigma_I \omega \quad I. 53$$

Où σ_X la section efficace de production des rayons X, σ_I la section efficace d'ionisation et ω le rendement de fluorescence.

8.2. Section efficace de la couche K :

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), le rapport des intensités des rayons X $\left(\frac{K\beta}{K\alpha}\right)$ et les taux d'émission des rayons X pour les différentes transitions vers la couche K ($F_{K\alpha}$ et $F_{K\beta}$). La section efficace de production des raies K est calculée à partir des expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \sigma_{K\alpha}^X &= F_{K\alpha} \omega_K \sigma_K^I \\ \sigma_{K\beta}^X &= F_{K\beta} \omega_K \sigma_K^I \end{aligned} \quad I.54$$

Avec :

$$F_{K\alpha} = \frac{1}{1 + \left(\frac{K\beta}{K\alpha}\right)} \quad \text{et} \quad F_{K\beta} = \frac{1}{1 + \left(\frac{K\beta}{K\alpha}\right)^{-1}} \quad I.55$$

8.3. Section efficace des raies et des sous couche L

8.3.1. Sections efficaces des sous-niveaux

En réalité, le spectre L est la superposition de trois spectres qui représentent les niveaux d'excitation L_1, L_2 et L_3 . Les spectres L diffèrent considérablement d'un élément à l'autre, tandis que les spectres K ont un aspect général identique quelle que soit la valeur Z. Nous avons repris une étude sur les intensités relatives des raies X du spectre L et nous l'avons présentée pour interpréter certains phénomènes d'interaction noyau-cortège. On évalue L_1, L_2 et L_3 à l'aide de la spectroscopie magnétique ou des rayons X émis après l'ionisation des trois niveaux L.

Les sections efficaces de production de rayons X et d'ionisation sont donc reliées par des relations simples impliquant les rendements de fluorescence des sous-couches ω_1, ω_2 et

ω_3 , ainsi que les probabilités de transition Coster-Kronig f_{13}, f_{12} et f_{23} (Bambynek *et al.*, 1972):

$$\begin{aligned}\sigma_{L_1}^X &= \omega_1 \sigma_{L_1}^I \\ \sigma_{L_2}^X &= \omega_2 (\sigma_{L_2}^I + f_{12} \sigma_{L_1}^I) \\ \sigma_{L_3}^X &= \omega_3 [\sigma_{L_3}^I + f_{23} \sigma_{L_2}^I + \sigma_{L_1}^I (f_{13} + f_{12} f_{23})]\end{aligned}\quad I.56$$

La section efficace de production de rayons X pour la couche L sera donc au total :

$$\begin{aligned}\sigma_T^X &= \sum_i \sigma_i^X \\ \sigma_T^I &= \sum_i \sigma_i^I\end{aligned}\quad I.57$$

Donc, le rendement de fluorescence pour les couches L, M, \dots est défini comme :

$$\omega = \frac{\sigma_T^X}{\sigma_T^I}\quad I.58$$

Et :

$$\omega = \frac{\sum_i \sigma_i^X}{\sum_i \sigma_i^I} = \frac{\sigma_{L_1}^X + \sigma_{L_2}^X + \sigma_{L_3}^X}{\sigma_{L_1}^I + \sigma_{L_2}^I + \sigma_{L_3}^I}\quad I.59$$

Les rendements de fluorescence ω et les coefficients de passage Coster-Kronig f_{ij} sont des caractéristiques du réarrangement du cortège électronique, indépendants du mode d'excitation (Bambynek *et al.*, 1972).

8.3.2. Sections efficaces des raies principales

Une relation simple, faisant intervenir les rendements de fluorescence des sous-couches L_1, L_2 et L_3 ainsi que les probabilités de transition de Coster-Kronig et les taux d'émission de rayons X pour les différentes transitions, relie les sections efficaces de production de raies L et d'ionisation. Les expressions suivantes seront utilisées pour calculer la section efficace de production des raies principales L_α, L_β et L_γ (Bambynek *et al.*, 1972) :

$$\begin{aligned}\sigma_{L\alpha} &= [(f_{13} + f_{12} f_{23}) \sigma_{L_1} + f_{23} \sigma_{L_2} + \sigma_{L_3}] \omega_3 F_{3\alpha} \\ \sigma_{L\beta} &= [\omega_1 F_{1\beta} + f_{12} \omega_2 F_{2\beta} (f_{13} + f_{12} f_{23}) \omega_3 F_{3\alpha}] \sigma_{L_1} + (\omega_2 F_{2\beta} + f_{23} \omega_3 F_{3\beta}) \sigma_{L_2} + \omega_3 F_{3\alpha} \sigma_{L_3} \\ \sigma_{L\gamma} &= (\omega_1 F_{1\gamma} + f_{12} \omega_2 F_{2\gamma}) \sigma_{L_1} + \omega_2 F_{2\gamma} \sigma_{L_2}\end{aligned}\quad I.60$$

Avec : $\sigma_i (i = 1, 2, 3)$ est la section efficace d'ionisation, ω_i les rendements de fluorescences du sous-couche L_i , $f_{ij} (i = 1, 2; j = 2, 3)$ sont les probabilités de transitions de Coster-Kronig, $F_{iy} (y = \alpha, \beta, \gamma)$ est le taux d'émission de rayons X :

$$F_{iy} = \frac{\Gamma_{iy}}{\Gamma_i}\quad I.61$$

Avec : Γ_i est la probabilité d'une transition électronique vers le niveau L_i .

Γ_{iy} est la probabilité de l'émission d'un rayon $L_y (y = \alpha, \beta, \gamma)$, par exemple : $F_{3\alpha} = \frac{\Gamma_{3\alpha}}{\Gamma_3}$, avec

Γ_3 est la probabilité d'une transition électronique vers le niveau L_3 conduisant à l'émission

d'un rayon X, et $\Gamma_{3\alpha}$ est la probabilité de l'émission d'un rayon $X_{L\alpha}$, c'est-à-dire des transitions $L_3 \rightarrow M_5$ et $L_3 \rightarrow M_4$, conduisant à l'émission des raies $L_{\alpha 1}$ et $L_{\alpha 2}$ respectivement.

On aura aussi (Abdel-Rahman and Podgorsak, 2010):

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{1\beta} &= \Gamma_1(M_2, M_3 \rightarrow L_1) + \Gamma_1(M_4, M_5 \rightarrow L_1) \\
 \Gamma_{1\gamma} &= \Gamma_1(N_2, N_3 \rightarrow L_1) + \Gamma_1(O_2, O_3 \rightarrow L_1) \\
 \Gamma_{2\beta} &= \Gamma_2(M_4 \rightarrow L_2) + \Gamma_2(M_3 \rightarrow L_2) \\
 \Gamma_{2\gamma} &= \Gamma_2(N_1 \rightarrow L_2) + \Gamma_2(N_4 \rightarrow L_2) + \Gamma_2(O_1, O_4 \rightarrow L_2) \\
 \Gamma_{3\alpha} &= \Gamma_3(M_4 \rightarrow L_3) + \Gamma_3(M_5 \rightarrow L_3) \\
 \Gamma_{3\beta} &= \Gamma_3(N_1 \rightarrow L_3) + \Gamma_3(N_4 \rightarrow L_3) + \Gamma_3(N_5 \rightarrow L_3) + \Gamma_3(O_1 \rightarrow L_3) + \Gamma_3(O_4, O_5 \rightarrow L_3)
 \end{aligned} \tag{I.62}$$

Avec :

$\Gamma_{1\beta}$ et $\Gamma_{1\gamma}$ sont les probabilités de l'émission X pour (M_2, M_3, M_4, M_5) , (N_2, N_3) et (O_2, O_3) vers L_1 .

$\Gamma_{2\beta}$ et $\Gamma_{2\gamma}$ sont les probabilités de l'émission X pour (M_3, M_4) , (N_1, N_4) et (O_1, O_4) vers L_2 .

$\Gamma_{3\alpha}$ et $\Gamma_{3\beta}$ sont les probabilités de l'émission X pour (M_4, M_5) , (N_1, N_4, N_5) et (O_1, O_4, O_5) vers L_3 .

8.4. Section efficace des raies et des sous couche M

8.4.1. Sections efficaces des sous-niveaux

Des relations simples impliquant les rendements de fluorescence et les probabilités de transition de Coster-Kronig sont établies entre les sections efficaces de production et d'ionisation des sous-couches $M_i (i = 1, \dots, 5)$ de la couche M (Chen and Crasemann, 1984) ; (McGuire, 1972) et (Bambynek *et al.*, 1972):

$$\begin{aligned}
 \sigma_{M_1}^X &= \omega_1 \sigma_{M_1}^I \\
 \sigma_{M_2}^X &= \omega_2 (\sigma_{M_2}^I + S_{12} \sigma_{M_1}^I) \\
 \sigma_{M_3}^X &= \omega_3 [\sigma_{M_3}^I + S_{23} \sigma_{M_2}^I + (S_{13} + S_{12} S_{23}) \sigma_{M_1}^I] \\
 \sigma_{M_4}^X &= \omega_4 [\sigma_{M_4}^I + S_{34} \sigma_{M_3}^I + (S_{24} + S_{23} S_{34}) \sigma_{M_2}^I + (S_{14} + S_{12} S_{24} + S_{13} S_{34} + S_{12} S_{23} S_{34}) \sigma_{M_1}^I] \\
 \sigma_{M_5}^X &= \omega_5 [\sigma_{M_5}^I + f_{45} \sigma_{M_4}^I + (S_{35} + S_{34} f_{45}) \sigma_{M_3}^I + (S_{25} + S_{23} S_{35} + S_{24} f_{45} + S_{23} S_{34} f_{45}) \sigma_{M_2}^I \\
 &\quad (S_{15} + S_{12} S_{25} + S_{13} S_{35} + S_{14} f_{45} + S_{12} S_{23} S_{35} + S_{12} S_{24} f_{45} + S_{13} S_{34} f_{45} + S_{12} S_{23} S_{34} f_{45}) \sigma_{M_1}^I]
 \end{aligned} \tag{I.63}$$

La section efficace totale de la production de rayons X peut donc être écrite comme suit :

$$\sigma_M^x = \sum_{i=1}^5 \sigma_{M_i}^x \tag{I.64}$$

Le rendement effectif de fluorescence v_i peut être utilisé pour exprimer cela (Bambynek *et al.*, 1972) :

$$\sigma_M^x = \sum_{i=1}^5 v_i \sigma_{M_i}^I \tag{I.65}$$

Où

$$\begin{aligned}
 v_1 &= \omega_1 + S_{12}\omega_2 + (S_{13} + S_{12}S_{23})\omega_3 + (S_{14} + S_{13}S_{34} + S_{12}S_{24} + S_{12}S_{23}S_{34})\omega_4 + (S_{15} \\
 &+ S_{12}S_{25} + S_{13}S_{35} + S_{14}S_{45} + S_{12}S_{23}S_{35} + S_{12}S_{24}S_{45} + S_{13}S_{34}S_{45} + S_{12}S_{23}S_{34}S_{45})\omega_5^M \\
 v_2^M &= \omega_2^M + S_{23}\omega_3^M + (S_{24} + S_{23}S_{34})\omega_4^M + (S_{25} + S_{24}S_{45} + S_{23}S_{35} + S_{23}S_{24}S_{45})\omega_5^M \quad I.66 \\
 v_3^M &= \omega_3^M + S_{34}\omega_4^M + (S_{35} + S_{34}S_{45})\omega_5^M \\
 v_4^M &= \omega_4^M + S_{45}\omega_5^M \\
 v_5^M &= \omega_5^M
 \end{aligned}$$

La relation suivante peut être utilisée pour relier la section efficace totale de production de la couche M à la section efficace totale d'ionisation :

$$\sigma_M^x = \omega_M \sigma_M^I \quad I.67$$

Où ω_M est le rendement moyen de fluorescence de la couche M défini comme :

$$\omega_M = \sum_{i=1}^5 \omega_i v_i \quad I.68$$

Et $\omega_i = \sigma_{M_i}^I / \sigma_M^I$ est le poids de la distribution initiale des lacunes dans la sous couche M_i .

8.4.2. Sections efficaces des raies principales

Les sections efficaces de production de rayons X de certaines raies sont reliées aux sections efficaces d'ionisation pour les différentes sous-couches σ_M^I ($i = 1, 2, 3, 4, 5$) de la couche M de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
 \sigma_{M_1 O_{2,3}}^x &= \sigma_{M_1}^x (\Gamma_{M_1 O_2} + \Gamma_{M_1 O_3}) / \Gamma_{M_1} \\
 \sigma_{M_2 O_{1,4}}^x &= \sigma_{M_2}^x \Gamma_{M_2 O_4} / \Gamma_{M_2} \\
 \sigma_Y^x &= \sigma_{M_3}^x (\Gamma_{M_3 N_4} + \Gamma_{M_3 N_5}) / \Gamma_{M_3} \\
 \sigma_\beta^x &= \sigma_{M_4}^x \Gamma_{M_4 N_6} / \Gamma_{M_4} \\
 \sigma_\alpha^x &= \sigma_{M_5}^x (\Gamma_{M_5 N_6} + \Gamma_{M_5 N_7}) / \Gamma_{M_5} \quad I.69 \\
 \sigma_{\zeta_{1,2}}^x &= \sigma_{M_5}^x \Gamma_{M_5 N_3} / \Gamma_{M_5} + \sigma_{M_4}^x \Gamma_{M_4 N_2} / \Gamma_{M_4} \\
 \sigma_{M_3 O_{4,5}}^x &= \sigma_{M_3}^x (\Gamma_{M_3 O_4} + \Gamma_{M_3 O_5}) / \Gamma_{M_3} \\
 \sigma_{M_2 N_4}^x &= \sigma_{M_2}^x (\Gamma_{M_2 N_4} + \Gamma_{M_2 N_4}) / \Gamma_{M_2} \\
 \sigma_{M_3 N_1}^x &= \sigma_{M_3}^x \Gamma_{M_3 N_1} / \Gamma_{M_3}
 \end{aligned}$$

Où Γ_{M_i} ($i = 1, 2, 3, 4, 5$) est le taux total de transition radiative de la sous-couche M_i et $\Gamma_{M,y}$ est le taux partiel de transition radiative remplissant une lacune dans la sous-couche M_i à partir d'une sous couche plus élevée y ($y = N_i, O_i$) ((Bhalla, 1970) et (Bambynek *et al.*, 1972)).

Un diagramme des niveaux d'énergie avec les transitions autorisées par les règles de sélection est présenté dans la figure I.15. Notons que l'obtention d'un spectre X complet est souvent assez complexe. Cependant, certaines transitions ont presque la même énergie «par exemple, les raies M_{α_1} et M_{α_2} » et apparaissent donc comme une seule raie. De plus, certaines autres sont difficiles à distinguer car elles sont de faible intensité.

CHPITRE 02 :

**Base de données des couches K , L et M
et sous-couches L_1 , L_2 et L_3**

1. Introduction

La fluorescence des rayons X «XRF» représente l'émission de rayons X secondaires ou fluorescents caractéristiques émis par un matériau excité sous l'impact de rayons X à haute énergie ou de rayons gamma. Ce processus génère des rayons X caractéristiques, dont l'énergie correspond à la différence entre les énergies de liaison des couches atomiques impliquées. Chaque élément possède un ensemble distinct de niveaux d'énergie, produisant un spectre unique de rayons X, permettant une analyse non destructive de la composition élémentaire des échantillons. Initialement, les physiciens n'étaient pas satisfaits des premières méthodes expérimentales. Cependant, ils ont consacré des efforts significatifs au développement de ces méthodes et à la réalisation de multiples expériences. Grâce aux progrès technologiques et aux équipements modernes, les chercheurs ont pu recueillir des données inédites, améliorer les valeurs expérimentales précédentes et créer de nouvelles méthodes théoriques. Les méthodes analytiques, reposant sur des équations mathématiques et des données empiriques, sont désormais couramment utilisées dans une variété de domaines tels que la physique atomique, l'analyse chimique des surfaces, la radiothérapie pour le traitement du cancer et l'irradiation artificielle. Ces techniques exploitent différentes interactions entre les rayons X et la matière pour l'imagerie et l'analyse. Les rayons X peuvent être absorbés ou diffusés par les échantillons, entraînant une atténuation de leur intensité transmise. En outre, l'absorption d'énergie des rayons X par les atomes des échantillons peut générer une fluorescence des rayons X secondaire, offrant une empreinte unique pour l'analyse élémentaire. Enfin, cette énergie absorbée peut également provoquer une luminescence optique dans des scintillateurs, tels que les luminophores dopés aux terres rares. Pour une analyse précise, il est crucial de calculer divers paramètres tels que les sections efficaces de production de rayons X, les rendements de fluorescence et les probabilités de transfert de lacunes pour différents éléments. Les rendements de fluorescence (ω) sont d'une importance cruciale en spectroscopie nucléaire et en physique atomique, représentant la probabilité de combler une lacune dans une couche par une transition radiative. Ces valeurs ont fait l'objet de nombreuses recherches synthétisées dans divers articles. L'étude de ces paramètres pour les éléments du tableau périodique a été approfondie, aussi bien d'un point de vue expérimental que théorique, en raison de leur potentiel d'application dans divers domaines tels que la physique médicale, la chimie des surfaces, les sciences environnementales et industrielles.

Ce chapitre est consacré à :

- La nouvelle base de données des rendements de fluorescence des couches K, L et M ainsi que des sous-couches L_1, L_2 et L_3 a été méticuleusement compilée pour une période s'étendant de 1934 à 2023. Cette base de données rassemble un total impressionnant de 1350 données expérimentales pour les trois couches (940 valeurs pour la couche K , 319 valeurs pour la couche L et 91 valeurs pour la couche M) provenant d'éléments ayant des numéros atomiques compris entre $4 \leq Z \leq 99$ pour la couche K , entre $23 \leq Z \leq 96$ pour la couche L , et entre $40 \leq Z \leq 92$ pour la couche M . De plus, cette compilation contient un ensemble de 1488 données expérimentales pour les trois sous-couches (432 valeurs pour la sous-couche L_1 , 544 valeurs pour la sous-couche L_2 et 512 valeurs pour la sous-couche L_3). Ces données sont tirées d'éléments ayant des numéros atomiques compris entre $28 \leq Z \leq 96$ pour la sous-couche L_1 , entre $23 \leq Z \leq 96$ pour les sous-couches L_2 et L_3 respectivement. Cette base de données exhaustive offre une vue détaillée des rendements de fluorescence pour une gamme étendue d'éléments et de couches atomiques. Elle représente une ressource précieuse pour la recherche et l'analyse dans les domaines de la physique nucléaire, de la spectroscopie des rayons X et de la chimie des matériaux, permettant une exploration approfondie des propriétés électroniques des éléments.
- Une compilation de toutes les méthodes et conditions expérimentales utilisées pour déduire les valeurs de ω en utilisant différentes méthodes ; ces méthodes varient en fonction de la source d'excitation «tubes à rayons X et synchrotrons, rayons γ provenant de sources radioactives, particules chargées accélérées, etc.», du matériau cible, des détecteurs, etc...

2. Base de données

De nombreuses expériences ont été réalisées afin d'obtenir des résultats concernant les «rendements de fluorescence» pour un large éventail d'éléments, visant à comprendre la structure complexe des couches K, L et M , ainsi que des sous-couches L_i , nécessaire pour divers domaines d'application tels que la protection contre les rayonnements, l'atténuation des radiations et la dosimétrie. Cette section se consacre à la revue de quelques travaux expérimentaux et au développement d'une nouvelle base de données sur les rendements de fluorescence pour les couches K, L et M , ainsi que pour les sous-couches L_i , jusqu'à l'année 2023.

La base de données actuelle contient près de 1350 données expérimentales pour les trois couches (940 valeurs pour la couche K , 319 valeurs pour la couche L et 91 valeurs pour la couche M), ainsi que 1488 données expérimentales pour les trois sous-couches (432 valeurs pour la sous-couche L_1 , 544 valeurs pour la sous-couche L_2 et 512 valeurs pour la sous-couche L_3). Cette base de données actuelle sur les rendements moyens de fluorescence des couches, L et M a été constituée à partir des articles et de compilations référencés comme suit:

- Couche K : La base de données s'appuie sur la compilation de ((Fink *et al.*, 1966), (Bambynek *et al.*, 1972), (Krause, 1979), (Hubbell *et al.*, 1994) et (Kahoul *et al.*, 2011, 2012)) avec environ 673 valeurs, dont environ 105 valeurs sans erreurs associées. En outre, des données extraites d'articles expérimentaux publiés de 2012 à 2020 (environ 264 valeurs) ont été ajoutées ((Turşucu, 2012); (Demir and Sahin, 2013); (Turşucu and Sahin, 2013); (Yilmaz, 2014); (Sampaio *et al.*, 2014); (Aksoy *et al.*, 2015); (Kaçal *et al.*, 2015); (Kolbe and Hönicke, 2015); (Mirji *et al.*, 2015); (Tunç *et al.*, 2015); (Yilmaz *et al.*, 2015); (Akman, 2016a, 2016b); (Alim *et al.*, 2017a, 2017b, 2017c); (Ménesguen *et al.*, 2017); (Riffaud *et al.*, 2017); (Turhan *et al.*, 2017); (Anand *et al.*, 2018); (Aylikci *et al.*, 2018); (Guerra *et al.*, 2018); (Köksal *et al.*, 2018); (Unterumsberger *et al.*, 2018); (Aylikci., 2019); (Turhan *et al.*, 2020); (Uğurlu and Demir., 2020); (Uğurlu *et al.*, 2020)).
- Couche L : Sur la base de notre base de données publiée récemment par Sahnoune *et al.* (2020), une compilation de 316 données expérimentales de rendements moyens de fluorescence de la couche L pour les éléments de la région $23 \leq Z \leq 96$ publiées sur la période 1934 à 2015, contenant 9 valeurs sans erreurs associées. Des valeurs expérimentales pour les éléments $_{50}\text{Sn}$ et $_{51}\text{Sb}$ publiées par Hribar *et al.* (1979) ont

également été ajoutées, non citées par Hubbell *et al.* (1994) ni par Sahnoune *et al.* (2020).

- Couche **M** : La base de données utilisée pour les rendements moyens de fluorescence de la couche **M** s'appuie sur celles compilées par Kahoul *et al.* (2014), compilation de 75 valeurs expérimentales pour les éléments de la région $70 \leq Z \leq 92$ publiées entre 1934 et 2005. Ce tableau contient une valeur sans erreur associée Lay (1934) pour l'uranium. De plus, nous avons utilisé les valeurs d'Ertuğrul (2002a) (cet article n'est pas cité par Kahoul *et al.* (2014)) et une valeur publiée en 2018 par Aylikci *et al.* (2018) pour l'élément $_{82}\text{Pb}$.

La base de données pour les trois sous-couches s'appuie sur la compilation de ((Fink *et al.*, 1966), (Bambynek *et al.*, 1972), (Krause, 1979), (Campbell, 2003) et (Sahnoune *et al.*, 2016)) avec environ 1333 valeurs. En plus de ces données, des informations ont été extraites d'articles expérimentaux publiés de 2016 à 2023 pour chaque sous-couche :

- Sous-couche **L₁** : Environ 55 valeurs ont été ajoutées par ((Krishnananda *et al.*, 2016b), (Rahangdale *et al.*, 2016), (Bansal *et al.*, 2017), (Kuar *et al.*, 2017), (Guerra *et al.*, 2018), (Duggal *et al.*, 2018), (Ménesguen *et al.*, 2018), (Ménesguen and Lépy, 2020) et (Ayri *et al.*, 2021)).
- Sous-couche **L₂**: Environ 21 valeurs ont été ajoutées par ((Krishnananda *et al.*, 2016b), (Rahangdale *et al.*, 2016), (Bansal *et al.*, 2017), (Kuar *et al.*, 2017), (Guerra *et al.*, 2018), (Ménesguen *et al.*, 2018), (Ménesguen and Lépy, 2020) and (Ayri *et al.*, 2021)).
- Sous-couche **L₃**: De plus, 23 valeurs de données expérimentales de rendements moyens de fluorescence de la Sous-couche **L₃** publiées par ((Krishnananda *et al.*, 2016b), (Rahangdale *et al.*, 2016), (Bansal *et al.*, 2017), (Kuar *et al.*, 2017), (Guerra *et al.*, 2018), (Ménesguen *et al.*, 2018), (Unterumsberger *et al.*, 2018), (Hiremath *et al.*, 2019), (Ménesguen and Lépy, 2020) et (Ayri *et al.*, 2021)) ont été ajoutées.

3. Etude sur les conditions expérimentales

Au début du XXe siècle, les physiciens ont conduit de nombreuses expériences à partir des éléments découverts à cette époque dans le tableau périodique. Ces investigations ont entraîné une course vers l'adoption de nouvelles méthodes techniques, propulsant le développement des appareils de mesure et des avancées technologiques. Parallèlement, le domaine médical a toujours représenté un axe crucial pour l'humanité, aspirant à la découverte de traitements et de médicaments. Ainsi, est apparu un terme innovant : le rendement de fluorescence. Ce dernier a trouvé des applications diverses, non seulement en physique atomique, mais aussi dans l'analyse chimique des surfaces et dans les processus d'irradiation artificielle.

Les postes vacants dans les couches K , L et M ou les sous-couches L_i sont mesurés pour évaluer le nombre de postes disponibles, le taux d'émission de rayons X, le taux d'émission d'électrons Auger et la fluorescence des rayons X «ou l'effet Auger». Ces lacunes sont générées par divers processus tels que l'impact de particules chargées, la photo-ionisation, le transfert interne ou la capture d'électrons orbitaux, et par des phénomènes plus complexes dans la désintégration nucléaire, comme cela était commun à la fin du 20 e siècle avec la méthode de photo-ionisation synchrotron. Au cours du siècle actuel, la technologie de fluorescence X à dispersion d'énergie «EDXRF» basée sur une source radioactive a été utilisée. Les méthodes pour déterminer ces quantités varient en fonction du processus d'ionisation, du type de substance ou du radionucléide cible, ainsi que des équipements de détection utilisés. Le tableau II.1 répertorie une compilation de toutes les méthodes et conditions expérimentales employées pour mesurer les rendements de fluorescence K , L et M et L_i .

Une des méthodes employées implique la création de lacunes primaires par photo-ionisation, utilisant un faisceau de rayons X monochromatiques ou de rayons Y de faible énergie pour exciter des cibles gazeuses ou solides.

- **Si la cible est gazeuse**, un compteur proportionnel est utilisé pour mesurer l'absorption photoélectrique du rayonnement d'excitation et l'intensité de la fluorescence des rayons X. Dans des études telles que celle de Gold et Bennett (1965), les chercheurs se basent sur l'analyse spectrale. Typiquement, le spectre présente deux pics distincts : un pic de « fuite » à plus faible énergie résultant des atomes cibles ionisés, se désintégrant sans interaction, et un pic « optique » à plus grande énergie,

aligné avec l'énergie du rayonnement excitateur monochromatique. Ce pic est dû à des événements où les atomes cibles, ionisés par photoélectricité dans leurs couches, se désexcitent via des transitions Auger. L'énergie séparant ces deux pics correspond à celle des rayons X.

- **Pour les cibles solides**, une variété de détecteurs a été utilisée, incluant des films photographiques, des chambres d'ionisation, et des spectromètres à scintillation NaI(Tl). Certains chercheurs ont employé plusieurs détecteurs simultanément : deux compteurs proportionnels pour mesurer l'excitation des rayons X et la fluorescence, accompagnés de deux détecteurs NaI(Tl) positionnés différemment. Certains disposaient des puces cibles entre deux compteurs proportionnels, revêtues de matériaux sources radioactifs pour le rayonnement d'excitation, tandis que d'autres plaçaient directement les cibles dans la fenêtre du compteur proportionnel. L'épaisseur optimale de la cible est un critère important pour le succès de ces expériences : elle doit permettre un potentiel d'ionisation élevé tout en minimisant l'auto-absorption des rayons X fluorescents. L'efficacité de la fluorescence de la couche est ainsi proportionnelle au rapport d'intensité des rayons X fluorescents.

Les cibles peuvent également être stimulées par la désintégration radioactive ou par l'utilisation de sources de radionucléides. Cette méthode permet de déterminer le rapport entre la densité électronique et la densité de transfert électronique, ce rapport étant proportionnel au rendement d'Auger. Ces mesures ont été réalisées à l'aide de divers détecteurs, par exemple des spectromètres à lentille magnétique haute résolution, des spectromètres à 180 degrés, des spectromètres bifocaux et des détecteurs à semi-conducteurs en silicium. Par la suite, des détecteurs NaI(Tl) et Ge(Li) ont été privilégiés car, dans certains cas, les noyaux de la source capturent un électron, ce qui influence le nombre mesuré de lacunes provenant de la couche. Il est donc essentiel de connaître la fraction de noyaux se désintégrant par capture de couche, ainsi que les coefficients de conversion totale et interne de la couche. Si seuls les groupes électroniques Auger K-LL sont mesurés, il est nécessaire de prendre en compte les rapports de densité électronique Auger $(K - LX)/(K - LL)$ et $(K - XY)/(K - LL)$. Au fil du temps, les chercheurs se sont concentrés sur l'exploration de différentes techniques de préparation des sources : dépôt simple en gouttes, galvanoplastie, décharge lumineuse, sublimation, évaporation sous vide ou dépôt sous amortissement de potentiel dans un séparateur de masse électromagnétique.

En 1999, le Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS) a été créé au Brésil en tant que centre de recherche national relevant du Conseil national pour le développement scientifique et technologique (CNPq), sous l'égide du ministère brésilien de la Science et de la Technologie. Situé à Campinas, dans l'État de São Paulo, le LNLS est la seule source synchrotron de l'hémisphère sud. Avec un anneau de stockage possédant une énergie électronique de 1,37 GeV et un champ magnétique dipolaire de 1,65 T, le LNLS joue un rôle clé dans la recherche scientifique en Amérique du Sud, ce qui équivaut à une énergie photonique critique de 2,08 keV. L'émissivité normale est de 100 nm rad, et sa fréquence révolutionnaire atteint 3,2 MHz pour cet instrument de 93,2 mètres de long. Depuis sa création, de nombreux chercheurs ont utilisé cette installation, chacun adaptant la valeur d'énergie électronique en fonction des éléments étudiés et des détecteurs employés. En 2015, le rayonnement synchrotron Indus-2 a été exploité pour mettre en place la ligne de lumière de spectroscopie à rayons X (BL-16) au centre indien de rayonnement synchrotron Indus-2. Cette ligne de lumière propose une gamme variée de sondes analytiques, dont la cartographie par fluorescence X, la microscopie à rayons X et la caractérisation de la fluorescence par réflexion externe totale.

Une méthode alternative a été mise en œuvre au laboratoire Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) en 2015, utilisant des lignes de lumière distinctes et des systèmes de détection calibrés de manière radio-métrique dans l'anneau de stockage d'électrons BESSY II à Berlin. Cette méthode fournit un rayonnement monochromatique compris entre 1,75 et 10,5 keV grâce à quatre cristaux d'InSb (111) ou de Si (111).

En 2016, le groupe de Choi *et al.* (2016) s'est penché sur le profilage de la profondeur des ondes stationnaires aux rayons X pour déterminer le rendement de fluorescence induit par le vent solaire dans le complexe silicium sur saphir. Ils ont développé une méthode de standardisation interne basée sur la fluorescence du Si et de l'Al dans les agrégats pour établir une référence.

Tableau II.1 : Récapitulatif des paramètres atomiques (rendements de fluorescence) pour les éléments allant de ⁴Be à ⁹⁹Cm, les sources d'excitation, les échantillons cibles et les détecteurs. Les références à partir desquelles ces données sont obtenues sont également incluses.

Les références	ω	Source d'excitation	Élément	Détecteur
(Lay, 1934)	ω_K ω_L ω_M	le faisceau de rayons X monochromatique	²⁰ Ca, ²⁴ Cr, ²⁶ Fe, ²⁸ Ni, ³⁰ Zn, ³⁴ Se	Spectrographe de Bragg
(Stephenson, 1937)	ω_K	Faisceau de rayons X monochromatiques.	²⁸ Ni, ²⁹ Cu, ³⁰ Zn, ³⁴ Se, ⁴⁰ Zr, ⁴² Mo, ⁴⁵ Rh, ⁴⁷ Ag, ⁴⁸ Cd, ⁵⁰ Sn	Chambre d'ionisation
(Broyles <i>et al.</i> , 1953)	ω_K	Sources radioactives ¹¹³ Sn, ¹⁹⁸ Au et ¹³⁷ Cs	⁶ C, ⁷ N, ⁸ O, ¹⁰ Ne, ¹² Mg, ¹⁴ Si, ¹⁶ S, ¹⁷ Cl, ¹⁸ Ar, ²⁰ Ca, ²⁴ Cr, ²⁶ Fe, ²⁸ Ni, ²⁹ Cu, ³³ As, ³⁴ Se, ³⁵ Br, ³⁶ Kr, ³⁸ Sr, ⁴² Mo, ⁴⁵ Rh, ⁴⁶ Pd, ⁴⁷ Ag, ⁴⁸ Cd, ⁵⁰ Sn, ⁵¹ Sb, ⁵² Te, ⁵³ I, ⁵⁵ Cs, ⁵⁶ Ba, ⁵⁹ Pr, ⁷⁸ Pt, ⁸⁰ Hg, ⁸³ Bi, ⁸⁴ Po	Spectromètre magnétique à lentille.
(Bertolini <i>et al.</i> , 1954)	ω_L	¹⁰⁹ Cd noyau radioactif	⁴⁷ Ag (Gazeuse)	proportionnel counter
(Welker and Perlman, 1955)	ω_K	⁸⁴ Rb Sources radioactives	³⁶ Kr (Solide)	- Spectromètre Graywedge-Nal(Tl)
(Heintze, 1955)	ω_K	Rayonnement X primaire monochromatique	¹⁰ Ne, ¹⁸ Ar, ³⁶ Kr, ⁵⁴ Xe. (Gazeuse)	- proportionnel counter
(Harrison <i>et al.</i> , 1955)	ω_K	⁶⁵ Zn et ¹¹³ Sn Sources radioactives	¹⁸ Ar (Gazeuse) ²⁹ Cu, ⁴⁹ In (Métal)	Spectromètre à compteur proportionnel
(Hayne and Achor, 1955)	ω_L ω_{L_2} ω_{L_3}	Désintégration de ¹⁹⁹ Au	⁸⁰ Hg	Magnetic lensspectromètre
(Fink and Robinson, 1955)	ω_L	La capture d'électrons de ¹³¹ Cs	⁵⁴ Xe	Proportionnel counter
(Gray, 1956)	ω_K	Source d'isotopes ²¹¹ À Source d'isotopes ²³⁶ Np	⁴⁰ Zr, ⁴¹ Nb, ⁴² Mo, ⁴⁵ Rh, ⁴⁶ Pd, ⁴⁷ Ag, ⁴⁸ Cd, ⁵⁰ Sn, ⁵⁶ Ba, ⁵⁷ La, ⁵⁸ Ce, ⁵⁹ Pr, ⁷⁰ Yb, ⁸² Pb, ⁸³ Bi, ⁸⁴ Po, ⁹² U.	- Magnetic lensspectromètre - Compteur Geiger
(Kettele <i>et al.</i> , 1956)	ω_K	Désintégration du ¹³⁹ Ce	⁵⁷ La	- 4 π Proportionnel counter
(Laberrigue and Radvanyi, 1956)	ω_K	Désintégration du ⁹⁹ Tc et ¹¹⁵ In	⁴³ Tc, ⁴⁹ In (Métal)	β spectromètre Compteur Geiger
(Laberrigue-F <i>et al.</i> , 1956)	ω_K	Désintégration du ⁹⁹ Tc et ¹¹⁵ In	⁴³ Tc, ⁴⁹ In (Métal)	β spectromètre
(Booth <i>et al.</i> , 1956)	ω_L	Source de ²³² Th	⁸⁸ Ra	Spectromètre à scintillation avec un cristal Nal(Tl)
Burde and Cohen, 1956)	ω_K	²⁰⁸ Tl et ²¹² Bi Dans une source de ThB équilibre avec ses produits	⁸¹ Tl and ⁸³ Bi	- Spectromètre sans fer à lentilles fines - Compteur Geiger
(Fairbrother <i>et al.</i> , 1957)	ω_K	Faisceau monochromatique de rayons X	⁵⁰ Sn (Métal)	Chambre d'ionisation
(Drever and Moljk, 1957)	ω_K	Source gazeuse de germanium	³¹ Ga (Gazeuse)	Compteur proportionnel
(Hagedoorn and Konijn, 1957)	ω_K	Désintégration de ⁴⁸ V	²² Ti (Solide)	Compteur proportionnel
(Pàronis <i>et al.</i> , 1957)	ω_K	¹⁰⁹ Cd Source radioactive	²⁸ Ni, ²⁹ Cu, ³⁰ Zn. (Métal)	Compteur proportionnel

(Roos, 1957)	ω_K	Excitation fluorescente de cibles Solidees (rayons X)	^{26}Fe , ^{28}Ni , ^{29}Cu , ^{30}Zn , ^{40}Zr , ^{41}Nb , ^{42}Mo , ^{45}Rh , ^{46}Pd , ^{47}Ag , ^{48}Cd , ^{50}Sn .	Ic, ppl, pc, NaI(Tl)
(Fink, 1957)	ω_L	Source radioactive annulaire 210-Pb (46.5 keV) γ ray	^{83}Bi .	Spectrométrie à compteur proportionnel
(Pàronis <i>et al.</i> , 1957)	ω_K ω_L	109-Cd Source radioactive	^{28}Ni , ^{29}Cu , ^{30}Zn . (ω_K) ^{82}Pb (ω_L) (Métal)	Compteur proportionnel
(Schmied and Fink, 1957)	ω_L	Sources d'activité spécifique élevée de 204-Tl	^{80}Hg	- Compteur proportionnel - NaI(Tl) Spectromètre à scintillation
(Hoffman and Dropesky, 1958)	ω_K	Source Pu-237 (produite par bombardement alpha de l'U 235)	^{93}Np (Solide)	- Compteur proportionnel - Spectrographe à aimant permanent 180° - NaI(Tl)
(Forest and Easterda, 1958)	ω_K	Désintégration du 127-Xe	^{53}I (Solide)	- NaI(Tl) - 180° Spectromètre - Spectromètre à lentille
(Konijn <i>et al.</i> , 1958a)	ω_K	Désintégration du 57-Ni	^{27}Co (Solide)	NaI(Tl) Compteur proportionnel
(Konijn <i>et al.</i> , 1958b)	ω_K	Désintégration du 52-Mn	^{24}Cr (Solide)	NaI(Tl) Compteur proportionnel
(Frey <i>et al.</i> , 1959)	ω_K	Les isotopes utilisés étaient le 51-Cr et le 55-Fe.	^{23}V , ^{25}Mn (Solide) ^{10}Ne (Gazeuse)	Compteur proportionnel
(Bertrand <i>et al.</i> , 1959)	ω_K ω_L	Source monoénergétique 71-Ge (9,2 keV) rayons X. Source monoénergétique 55-Fe (2,6 keV) rayons X.	^{28}Ni , ^{17}Cl (ω_K) ^{47}Ag (ω_L) (Solide)	Compteur proportionnel
(Rightmire <i>et al.</i> , 1959)	ω_K	La Désintégration de 26-Al	^{12}Mg , ^{13}Al (Solide)	Spectromètre à compteur proportionnel
(Bertrand <i>et al.</i> , 1959)	ω_K ω_L	Source monoénergétique 71-Ge, 55-Fe (9,2 keV, 2,6 keV) Rayon X.	^{28}Ni , ^{17}Cl (ω_K) ^{47}Ag (ω_L) (Solide)	Proportionalcounter
(Hagedoorn and Wapstra, 1960)	ω_K	Le nucléide se désintègre à un niveau excité	^{22}Ti , ^{24}Cr , ^{27}Co , ^{30}Zn , ^{38}Sr	Compteur proportionnel
(Nall <i>et al.</i> , 1960)	ω_K ω_L ω_{L_2}	La désintégration de 199-Au	^{80}Hg (Solide)	Spectromètre à compteur proportionnel
(Monnard and Moussa, 1961)	ω_K	La désintégration de 158-Sm	^{64}Gd (Solide)	- Spectromètre double focalisation (Geiger-Müller) - Bobines sans fer
(Godeau, 1961)	ω_K	55-Fe Source radioactive	^{18}Ar	Compteur proportionnel
(Graham <i>et al.</i> , 1961)	ω_K	Le matériau source 133-Xe	^{55}Cs	Spectromètre
(Graham and Merritt, 1961)	ω_K	65-Tb Source radioactive	^{66}Dy	Compteur proportionnel
(Ravier <i>et al.</i> , 1961)	ω_K	La désintégration de 99-Mo	^{43}Tc	Spectromètre

(Konstantinov <i>et al.</i> , 1961)	ω_K	Auger-électron, spectroscopie K à rayons X (capture d'électrons).	²³ V, ²⁵ Mn, ²⁹ Cu, ³¹ Ga,	
(Erman and Sujkowski, 1961)	ω_K	54-Xe Source radio-isotopique	⁵⁵ Cs	Technique de post-accéleration plus
(Salgueiro <i>et al.</i> , 1961)	ω_L ω_{L_2}	La désintégration de 242-Cm	⁹⁴ Pu	Chambre d'ionisation
(Suter and Suter, 1962)	ω_K	Les électrons Auger et spectroscopie à rayons X K	⁶³ Eu	
(Waanabe <i>et al.</i> , 1962)	ω_K	55-Fe Source radio-isotopique (rayons X monochromatique)	¹⁸ Ar (gaz)	Compteur proportionnel
(Kramer, 1962)	ω_K	Nuclide se désintégrant par capture d'électrons en un nucléide stable	²⁴ Cr, ²⁵ Mn, ²⁹ Cu, ³¹ Ga	Double Compteur proportionnel.
(Rumsh and Shchemelev, 1962)	ω_K	Effet photoélectrique à rayons X	²² Ti, ²³ V, ²⁴ Cr, ²⁵ Mn	photocathode
(Adamson <i>et al.</i> , 1962)	ω_L	Mesure de (γ -ray), (γ -ray) Coincidences	⁹² U	NaI (TI)
(Ramaswamy, 1962)	ω_L	Source de Hg-203	⁸¹ Tl	NaI
(Jopson <i>et al.</i> , 1962)	ω_L	Spectre gamma source 207-Bi	⁸¹ Pt, ⁸² Pb	NaI(Tl)
(Taylor and Merritt, 1963)	ω_K	Détermination du taux d'émission de rayons X K et du taux de désintégration.	²³ V, ²⁴ Cr, ²⁹ Cu Solide	-Compteur proportionnel NaI(Tl)
(Zimmerli and Flammersfeld, 1963)	ω_L ω_{L_3}	Les échantillons ont été irradiés avec des neutrons Beg (dn) décélérés du générateur en cascade de l'institut pendant 2 minutes	⁶⁶ Dy	Compteur proportionnels
(Hohmuth <i>et al.</i> , 1963)	ω_L	Excitation aux rayons X.	³⁷ Rb, ⁴¹ Nb, ⁴⁷ Ag, ⁵² Te, ⁵⁷ La, ⁶⁷ Ho.	Compteur proportionnels and Scintillation counters
(Konstantinov <i>et al.</i> , 1964)	ω_K	La capture d'électrons ⁵¹ Cr (⁵¹ V) and ⁵⁴ Mn (⁵¹ Cr) a été utilisée pour exciter les rayons X K ou la fluorescence K	¹² Mg, ¹³ Al	- 4 π Compteur proportionnel - Comptage aux rayons X K
(Halley and Engelkemeir, 1964)	ω_L	La désintégration de 230-Th, 232-U, 238-Pu, 244-Cm et 252-Cf	⁸⁸ Ra, ⁹⁰ Th, ⁹² U, ⁹⁴ Pu, ⁹⁶ Cm	NaI(Tl)
(Rao and Crasemann, 1965)	ω_L	La désintégration de 204-Tl	⁸⁰ Hg	Compteurs proportionnels et à scintillations
(Rao and Crasemann, 1966)	ω_L	La désintégration de 181-W	⁷³ Ta	- Compteur à scintillation à faible bruit - NaI(Tl)
(Park and Christmas, 1967)	ω_K	Electron Auger, x- et spectroscopie de rayon β -ray	⁸⁰ Hg (Solide)	NaI(Tl) spectromètre à double focalisation
(Troughton, 1967)	ω_K	Le césium 131 se désintègre par capture d'électrons à l'état fondamental du xénon-131 sans émission	⁵⁴ Xe (Solide)	- Compteur proportionnel

		gamma.		
(Petel and Houtermans, 1967)	ω_K	Source radioactive de 54-Mn	^{24}Cr (Solide)	- Compteur proportionnel
(Bambynek, 1967).	ω_K	La désintégration de 54-Mn	^{24}Cr (Solide)	-Proportionnel counting -NaI(Tl)
(Bambynek and Reher, 1967)	ω_K	La désintégration de 54-Mn	^{24}Cr	- proportionnel counting
(Pahor and Moljk, 1967)	ω_K	Excitation fluorescente de cibles Solidees (rayons X)	^{17}Cl	Ic, ppl, pc, NaI(Tl)
(Bailey and Swedlundj, 1967)	ω_K ω_L	Un faisceau de rayons X monochromatique	^{13}Al , ^{17}Cl , ^{18}Ar , ^{21}Sc , ^{22}Ti , ^{23}V , ^{25}Mn , ^{26}Fe , ^{27}Co (ω_K) ^{39}Y , ^{47}Ag (ω_L) (Solide)	Proportionnel Counter
(Foin <i>et al.</i> , 1968)	ω_K	La désintégration de 109-Cd	^{47}Ag (Solide)	Spectromètre magnétique
(Bambynek and Reher, 1968).	ω_K	La désintégration de 65-Zn	^{29}Cu (Solide)	NaI(Tl) -Proportionnel counting
(Bambynek <i>et al.</i> , 1968)	ω_K	Détermination du taux d'émission de rayons X K et du taux de désintégration	^{26}Fe (Solide)	- Compteur proportionnel - NaI(Tl)
(Rubinson and Goprñahan, 1968)	ω_K	La désintégration de 57-Co	^{26}Fe (Solide)	Compteur proportionnel
(Johann Wolfgang Hammer, 1968).	ω_K	Source radioactive de 54-Mn Source radioactive de 65-Zn	^{24}Cr , ^{29}Cu .	NaI(Tl)
(Pahor <i>et al.</i> , 1968)	ω_K	Rayons X (10 kV)	^{15}P (Gaz)	Compteur proportionnel
(Byrne <i>et al.</i> , 1968)	ω_L ω_{L_2}	Source radioactive 244-Cm, 239-Pu	^{92}U , ^{94}Pu	- détecteur de silicium -NaI(Tl) - Spectrométrie à compteur proportionnel - Spectrographe à cristaux courbes
(Boyer and Barà, 1968)	ω_L ω_{L_2} ω_{L_3}	La désintégration de 231-Th	^{91}Pa	Spectromètre électrostatique
(Berend Wilken, 1968)	ω_K ω_L ω_{L_2} ω_{L_3}	Rayons X et Rayons γ ou spectroscopie électronique de conversion	^{27}Co (ω_K) ^{77}Ir (ω_L , ω_{L_2} , ω_{L_3})	-NaI(Tl) - Proportional-counter
(Gizon <i>et al.</i> , 1968)	ω_L ω_{L_3}	Source radioactive 175-Hf	^{71}Lu	Deux spectromètres $\pi\sqrt{2}$ sans fer (compteur G-M)
(Karttunen <i>et al.</i> , 1969)	ω_K	La désintégration de 53-I	^{52}Te (Liquidee) (Solide)	Spectromètres à rayons X Ge(Li) haute résolution.
(Grotheer <i>et al.</i> , 1969)	ω_K	La désintégration de 85-	^{37}Rb , ^{38}Sr	NaI (Tl)

		Sr and 88-Y	(Placage moléculaire)	
(Pahor <i>et al.</i> , 1969).	ω_K	Rayons X (rayonnement de molybdène d'énergie de 17,7 keV).	³² Ge	Compteur proportionnel
(Kloppengurg, 1969)	ω_L	La désintégration de 210-Pb	⁸⁰ Hg	Ge (Li) Si (Li)
(Freund and Fink, 1969)	ω_L ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	La désintégration de 210-Pb	⁸³ Bi (Solide)	Ge (Li) et Si (Li)
(Zender <i>et al.</i> , 1969)	ω_L	La désintégration de 53-I	⁹² U	G-M counter.
(Kloppengurg, 1969)	ω_L	(Énergie der Deuteronen 26,4 MeV). (Hg 199m a été produit en bombardant du HgO naturel avec des neutrons rapides).	⁸⁰ Hg	Ge (Li) Si (Li)
(Pahoret <i>et al.</i> , 1970)	ω_K	Source gazeuse sous forme d'hydru de germanium	³¹ Ga (Gaz)	Technique du compteur proportionnel avec deux regards de remplissage différents Gaz Ge: (e_{Auger}) Gaz Ar: (X Ray)
(Gehrling <i>et al.</i> , 1971)	ω_K	Source radioactive 83-Rb, 84Rb et 86- Rb	³⁶ Kr (Solution)	NaI(Tl) Ge(Li)
(Pahor <i>et al.</i> , 1972b)	ω_K	Mesure de (rayons X K), (rayons γ) Coïncidences capture d'électrons	³³ As (Solide)	Pc, NaI(Tl) Ge (Li) Si (Li)
(Pahor <i>et al.</i> , 1972a)	ω_K	Excitation fluorescente de cibles gazeuses Rayons X.	¹⁴ Si, ¹⁵ S, ¹⁷ Cl, ¹⁸ Ar,	
(Hink and Paschke, 1971)	ω_K	Électrons d'énergie E comprise entre 2 et 30 keV.	⁶ C, ¹³ Al (Solide)	Compteur proportionnel
(Hansen <i>et al.</i> , 1972)	ω_K	Source radioactive 195-Au, 207-Bi et 235-Np	⁷⁸ Pt, ⁸² Pb, ⁹² U (épaisseur)	Si (Li) Ge (Li)
(Chew, 1972)	ω_K	Source radioactive 75-Se	³³ As (Solide)	Si (Li)
(Dobrilovic <i>et al.</i> , 1972)	ω_K	Spectroscopie des électrons Auger et des rayons X K	²⁵ Mn (Solide)	Pc, Si (Li)
(Feser, 1972)	ω_K	Le rayonnement synchrotron du synchrotron électronique DESY de 7,5 GeV est tombé sur la cible.	⁴ Be, ⁵ B, ⁶ C	Spectromètre à réseau concave

(Budick and Derman, 1972)	ω_L ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	Source radioactive 109-Cd, 125-I	^{47}Ag , ^{52}Te	Compteur proportionnel.
(Nix <i>et al.</i> , 1972)	ω_L	Source radioactive 109-Cd, 145-Pm, 153-Gd.	^{47}Ag , ^{60}Nd , ^{63}Eu	Si(Li)
(Wood <i>et al.</i> , 1972)	ω_L		^{63}Eu , ^{83}Bi	
(Karttunen <i>et al.</i> , 1971).	ω_{M_2} ω_{M_5}	La désintégration de 241-Am et 249-Cf.	^{96}Cm (ω_{M_2}) ^{93}Np , ^{96}Cm (ω_{M_5})	Système Ge(Li)-Si(Li) et système MWPC-Ge(Li) à anticoincidence sans paroi.
(Gil <i>et al.</i> , 1972)	ω_L ω_{L_2}	Th Source radioactive.238-Pu, 228-	^{88}Ra , ^{92}U	Si(Li) NaI (Tl)
(Bambynek and Reher, 1973)	ω_K	La désintégration de 88-Y	^{38}Sr	- CsI(Tl) - Proportionalcounter.
(Tawara <i>et al.</i> , 1973)	ω_K	Incident d'électrons sur Ar	^{18}Ar (Gazeuse)	Compteur proportionnel
(Weksler and Pinho, 1973)	ω_L ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	Source radioactive 210-Pb, 241-Am.	^{83}Bi , ^{93}Np	Si(Li)
(Langenberg and van Eck, 1976)	ω_K	Ionisé par H^+ , He^+ et He^{2+} impact	^{10}Ne , ^{18}Ar . (Gazeuse)	Compteur proportionnel
(Hribar <i>et al.</i> , 1977a)	ω_K	Source ponctuelle de 241 Am (59,54 keV) Rayons X	^{54}Xe	- Compteur proportionnel sans mur
(Hribar <i>et al.</i> , 1977b)	ω_L ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	Le contre-gaz a été irradié avec des rayons X $K\alpha$ monochromatiques d'une série de cibles comprenant V, Cr, Fe, Co, Ni et Cu, excités par un tube à rayons X.	^{54}Xe	Compteur proportionnel
(Veluri and Rao, 1977)	ω_L ω_{L_1}	La Source radioactive de 151-Gd, produite par une réaction (p, n) sur une cible enrichie en 151-Eu et séparée chimiquement,	^{63}Eu	- Si(Li) (FWHM = 260eV à 6.4 keV) - Ge(Li)
(Thomas, 1978).	ω_K	sources de radio-isotopes 85-Sr (869 ou 514 keV) rayon γ .	^{37}Rb	- NaI(Tl). - 4 π proportionnel counting. - 4 π (A, X) comptage des coïncidences.
(Espenschied and Hoffmann, 1978)	ω_K	isotope sources 37-Ar isotope sources 81-Kr produit par un (n, γ)	^{13}Al , ^{35}Br	- Compteur proportionnel multifils avec CH ₄ et Ar comme regards de comptage
(Magnieret <i>et al.</i> , 1978)	ω_K	Source radioactives 54-Mn. (835 keV) rayon γ .		X-Ray (Si, Li), - γ Ray (Ge, Li), - β (Si avec barrière superficielle), Échec de la spectrométrie)
(Ahmad, 1979)	ω_K	Source radioactives 237-Pu, Source radioactives 239-Am, Source radioactives	^{93}Np , ^{94}Pu , ^{96}Cm , ^{97}Bk , ^{98}Cf , ^{99}Es . (Solution)	- Si(Li) spectromètre - Ge(Li) diodes

		245-Bk, Source radioactives 249-Es, Source radioactives 251-Fm, à partir des réactions (α , x n) et (d, x n).		
(Plch <i>et al.</i> , 1979)	ω_K	109- Sources de radionucléides Cd (18,3 keV) Électron Auger.	⁴⁷ Ag.	- Si(Li). - 4 π NaI(Tl).
(Hribar <i>et al.</i> , 1979)	ω_L	Excitaiion photoélectrique	⁵⁰ Sn, ⁵¹ Sb	Proportionnel contour.
(Takiue and H.Ishikawa, 1980)	ω_K	109- Radioactifs de source de Cd (18,3 keV) Électron Auger. 113- Sn Source radioactive (19,9 keV) Électron Auger.	⁴⁷ Ag, ⁴⁹ In (Liquide)	Technique de scintillaiion liquide
(Sera <i>et al.</i> , 1980)	ω_L	Les cibles de Y, Sn, Au et Bi ont été bombardées avec des faisceaux de protons de 3 à 40 MeV	³⁹ Y, ⁵⁰ Sn	Si(Li)
(Bhan <i>et al.</i> , 1981)	ω_K	Sources de radio- isotopes annulaires 125-I (35 keV) rayon γ .	¹⁹ K, ²⁰ Ca, ²² Ti, ²⁶ Fe, ²⁹ Cu, ³⁰ Zn, ³⁸ Sr, ⁴⁰ Zr, ⁴⁷ Ag, ⁴⁸ Cd. (Couche mince)	- Si(Li) (230 eV à 6.4 keV)
(Arora <i>et al.</i> , 1981)	ω_K	Source ponctuelle de 241 Am (59,54 keV) Rayons X (59.5 keV) X rays.	²⁸ Ni, ²⁹ Cu, ³⁰ Zn, ⁴⁰ Zr, ⁴² Mo, ⁴⁷ Ag, ⁴⁹ In, ⁵⁰ Sn (Métal) ³³ As, ³⁴ Se, ³⁵ Br, ⁴¹ Nb, ⁵³ I (Poudre).	- NaI (Ti) -ND-1100 Système d'analyse
(Kuhn <i>et al.</i> , 1981).	ω_K	Bombardement de cibles Solidees minces avec des électrons relativistes de 30 et 60 MeV	¹³ Al, ²⁰ Ca, ²² V, ²⁵ Mn. (Solide mince)	- Si (Li) - Spectromètre électronique électrostatique.
(Kodre <i>et al.</i> , 1981)	ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	Le faisceau incident de photons monoénergétiques est fourni en irradiant des cibles d'éléments appropriés ou de leurs oxydes par le rayonnement d'un tube à rayons X.	⁸² Pb	Compteur proportionnel
(Markevich and Budick, 1981)	ω_L ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	La désintégraiion de 103-Pb	⁴⁵ Rh	Si(Li) Ge(Li)
(Smith, 1982)	ω_K	Source radioactives 55- Fe	²⁵ Mn	Si(Li)

(Hribar <i>et al.</i> , 1982)	ω_M	L'absorption photoélectrique du rayonnement K caractéristique des éléments de Cl à V	^{82}Pb	Spectromètre à compteur proportionnel
(Singh <i>et al.</i> , 1983)	ω_K	Source radioactives ^{133}Ba Rayon γ	^{55}Cs (Solution)	- Ge (535 eV à 122 keV). - Analyseur 4096 canaux (ND 600)
(Singh <i>et al.</i> , 1983)	ω_L	Source radioactive ^{55}Fe (5.959 keV) rayon-X K.	^{40}Zr , ^{41}Nb , ^{42}Mo , ^{47}Ag , ^{48}Cd , ^{49}In , ^{50}Sn , ^{53}I (Métal)	Si(Li) (250 eV à 5.9 keV)
(Campbell <i>et al.</i> , 1984)	ω_K	Source de radionucléides de rayons X		
(Singh and Sahota, 1984)	ω_K	Source radioactives ^{75}Se	^{33}As (Solution)	- Ge (535 eV pour le 122 keV)
(Shàendra <i>et al.</i> , 1984)	ω_M	Source radioactive ^{55}Fe (5.959 keV) Rayon γ .	^{79}Au , ^{82}Pb , ^{90}Th , ^{91}U . (Métal)	Si(Li) (FWHM = 170 eV à 5.96 keV)
(Sergienko <i>et al.</i> , 1985)	ω_K	Source radioactives ^{152}Eu Rayon γ	^{62}Sm	
(Singh <i>et al.</i> , 1985)	ω_K	Source radioactives ^{153}Gd (41.31 and 47.28 keV) Rayon-X (14.07 to 172.85 keV) Rayon γ	^{63}Eu . (Solution)	Ge (535 eV pour le 122 keV)
(Garg <i>et al.</i> , 1985)	ω_K	Source de radio-isotopes annulaire ^{241}Am (5,96 à 59,54 keV) Rayons X	^{20}Ca , ^{22}Ti , ^{29}Cu , ^{30}Zn , ^{32}Ge , ^{34}Se , ^{39}Y , ^{47}Ag , ^{50}Sn , ^{56}Ba . (Déjouer)	- Si(Li) (170 eV à 5,9 keV)
(Shàendra <i>et al.</i> , 1985)	ω_L	Source radioactive ^{241}Am (59.57keV) Rayon γ	^{73}Ta , ^{74}W , ^{79}Au , ^{80}Hg , ^{81}Tl , ^{82}Pb , ^{83}Bi , ^{90}Th , ^{92}U . (Métal)	Si(Li) (240 eV à 5.9 keV).
(Singh <i>et al.</i> , 1985)	ω_L	^{241}Am Source radioactive (59.57keV) Rayon γ	^{73}Ta , ^{74}W , ^{79}Au , ^{80}Hg , ^{81}Tl , ^{82}Pb , ^{83}Bi , ^{90}Th , ^{92}U .	Compteur proportionnel
(Duggan <i>et al.</i> , 1985)	ω_L	(2.5 MeV) Rayon H^+	^{28}Ni , ^{29}Cu , ^{32}Ge , ^{33}As , ^{37}Rb , ^{38}Sr , ^{39}Y , ^{40}Zr , ^{46}Pd .	- Si(Li)
(Kodre <i>et al.</i> , 1986)	ω_K	(14 keV) tube à rayons X	^{36}Kr . (Gaz)	Compteur proportionnel
(Bhan <i>et al.</i> , 1986)	ω_L	Sources annulaires ^{109}Cd Sources annulaires ^{125}I (6.4 keV) Rayon γ .	^{67}Ho , ^{73}Ta , ^{79}Au , ^{81}Tl , ^{82}Pb , ^{83}Bi , ^{90}Th , ^{92}U .	Si(Li) (230 eV à 6.4 keV).
(Kumar <i>et al.</i> , 1987)	ω_K	Source radioactives ^{109}Cd (22.6 keV) γ rays. Source radioactives ^{241}Am (59.6 keV) Rayon γ	^{23}V , ^{25}Mn , ^{27}Co , ^{35}Br , ^{37}Rb , ^{42}Mo , ^{49}In , ^{51}Sb , ^{53}I , ^{55}Cs (Vapeur)	Si(Li) (170 eV à 5.9 keV). - Analyseur ND-100 4096 canaux.

(Brunner, 1987)	ω_K	Source de radionucléides 55-Fe, Feuilles excitées Nb et MO	¹⁴ Si, ³² Ge	- Si (Li) Ortec 7402-4PR-S. - Pure Ge Ortec B 57 GELEPS
(A1-Nasr <i>et al.</i> , 1987)	ω_K	Sources de radio-isotopes Am-241 (59.54keV) Rayon γ	⁴² Mo, ⁴³ Tc, ⁴⁴ Ru, ⁴⁵ Rh, ⁴⁶ Pd, ⁴⁷ Ag, ⁴⁸ Cd, ⁴⁹ In, ⁵⁰ Sn, ⁵¹ Sb, ⁵² Te, ⁵³ I, ⁵⁴ Xe, ⁵⁵ Cs, ⁵⁶ Ba, ⁵⁷ La. (Vapeur)	Un germanium solide planaire (179 eV à 5,895 keV)
(Sidhu <i>et al.</i> , 1988)	ω_K	Source radioactives 75-Se (66 keV) Rayon γ , (ω_{KAs}). - Source radioactives 133-Ba (53 keV) Rayon γ , (ω_{KCs}). - Source radioactives 141-Ce (145 keV) Rayon γ , (ω_{KPr}). - Source radioactives 153-Gd (97 keV) Rayon γ , (ω_{KEu}). - Source radioactives 160-Tb (87 keV) Rayon γ , (ω_{KDy}). - Source radioactives 169-Yb (63 keV) Rayon γ , (ω_{KTm}). - Source radioactives 175-Hf (343 keV) Rayon γ , (ω_{KLu}). - Source radioactives 181-Hf (482 keV) Rayon γ , (ω_{KTa}). - Source radioactives 198-Au (412 keV) Rayon γ , (ω_{KHg}).	³³ As, ⁵⁵ Cs, ⁵⁹ Pr, ⁶³ Eu, ⁶⁶ Dy, ⁶⁹ Tm, ⁷¹ Lu, ⁷³ Ta, ⁸⁰ Hg. (Liquide)	- Si (Li) - Petits détecteurs HPGe
(Rani <i>et al.</i> , 1988)	ω_K	Source d'excitation annulaire 55-Fe Rayon γ .	¹¹ Na, ¹² Mg, ¹³ Al, ¹⁵ S, ¹⁷ Cl, ¹⁹ K. (Couche mince)	
(Geidelman <i>et al.</i> , 1988)	ω_K	Source de radionucléides 55-Fe (> 60 keV) Rayon γ .	²⁵ Mn	- Ge(HP) - Ge(Li) - Si(Li)
(Egorov <i>et al.</i> , 1989)	ω_K		⁵⁵ Cs, ⁶¹ Pm, ⁷⁰ Yb.	
(Konstantinov <i>et al.</i> , 1989)	ω_K	Deux sources de radionucléides 55-Fe (10 ⁵ and 10 ⁶ Bq) X-rays	²⁵ Mn (Fe Vapeure)	-Deux compteurs à scintillation NaI(Tl) (10 ⁵ Bq)
(Singh <i>et al.</i> , 1990)	ω_K	source annulaire	²¹ Sc, ²⁴ Cr, ²⁶ Fe, ²⁸ Ni, ³¹ Ga,	- Si(Li)

	ω_L	radioactive 241- Am Source annulaire de radio-isotopes 109-Cd (8 à 47 keV) Rayon γ .	^{38}Sr , ^{41}Nb , ^{45}Rh , ^{46}Pd , ^{52}Te	((FWHM) 170 eV à 5.9 keV)
(Mann <i>et al.</i> , 1990a)	ω_L	Source radioactive 241-Am rayons gamma de 59,57 keV	^{57}La , ^{58}Ce , ^{59}Pr , ^{60}Nd , ^{62}Sm , ^{63}Eu , ^{64}Gd , ^{65}Tb , ^{66}Dy , ^{67}Ho , ^{68}Er , ^{70}Yb , ^{71}Lu , ^{73}Ta , ^{74}W , ^{79}Au , ^{80}Hg , ^{81}Tl , ^{82}Pb , ^{83}Bi , ^{90}Th , ^{92}U . ^{74}Ag (22.6 keV)	Si(Li)
(Mann <i>et al.</i> , 1990b)	ω_M	Source radioactive 241-Am (59.57 keV) Rayon γ .	^{79}Au , ^{82}Pb , ^{90}Th , ^{92}U . (Métallique Déjouer)	Si(Li) (170 eV à 5.9 keV)
(Casnà <i>et al.</i> , 1991)	ω_K	Source radioactive 241- Am (59.54 keV) Rayon γ .	^{42}Mo , ^{48}Cd , ^{50}Sn . (target Déjouer)	HPGe
(McNeir <i>et al.</i> , 1991)	ω_L	protons (0.5- to 5.0 MeV)	^{26}Fe , ^{28}Ni , ^{29}Cu , ^{30}Zn , ^{31}Ga , ^{32}Ge . (Déjouer)	Si (Li)
(Garg <i>et al.</i> , 1991)	ω_M	Source radioactive 55- Fe (5.96 keV) Rayon γ .	^{81}Tl , ^{82}Pb , ^{83}Bi , ^{90}Th , ^{92}U . (Déjouer)	Si(Li) (FWHM = 170 eV à 5.96 keV)
(Solé, 1992)	ω_K	Source radioactive 57- Co (811 keV, 864 keV) Rayon γ .	^{26}Fe (Vapeur)	NaI - Compteur proportionnel
(Pious and Balakrishna, 1992)	ω_K	Source radioactive 241- Am (59.5 keV) Rayon γ .	^{26}Fe , ^{29}Cu , ^{30}Zn , ^{32}Ge , ^{42}Mo . (Déjouer élémentaire)	- Compteur proportionnel
Garg <i>et al.</i> , 1992)	ω_L	Source annulaire de 55- Fe. (5.96 keV) Rayon γ . et système d'excitation NER-496	^{41}Nb , ^{42}Mo , ^{45}Rh , ^{46}Pd , ^{47}Ag , ^{48}Cd , ^{49}In , ^{50}Sn , ^{51}Sb , ^{52}Te . (Solide)	Si(Li) (FWI-IM = 170 eV à 5.96 keV)
Stotzel <i>et al.</i> , 1992)	ω_L ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	La méthode de photoionisation synchrotron. (6,5 keV à 8,5 keV) Rayon γ . (En utilisant un rayonnement synchrotron monochromatisé)	^{62}Sm	Si (Li)
(Solé <i>et al.</i> , 1993)	ω_K	55-Fe (rayonnement synchrotron).	^{19}K , ^{20}Ca (Acier trempé).	Si (Li)
(Puri <i>et al.</i> , 1993)	ω_M	Source radioactive 55- Fe (5,96 keV) Rayonne γ .	^{71}Lu , ^{72}Hf , ^{73}Ta , ^{77}Ir , ^{78}Pt , ^{79}Au , ^{82}Pb , ^{83}Bi , ^{90}Th , ^{92}U (Déjouer)	Si(Li) (FWHM = 200 eV à 5.96 keV).
(Sole <i>et al.</i> , 1994)	ω_K	sources de solutions 65- Zn (1116 keV) Rayon γ .	^{29}Cu	NaI (T1)
(Balakrishna <i>et al.</i> , 1994)	ω_K	Source radioactives Am-241 (59.5 keV) Rayon γ . Source radioactives	^{29}Cu , ^{42}Mo , ^{47}Ag , ^{48}Cd , ^{50}Sn , ^{59}Pr , ^{62}Sm , ^{64}Gd , ^{66}Dy , ^{67}Ho , ^{70}Yb , ^{73}Ta , ^{74}W , ^{82}Pb , ^{90}Th , ^{92}U .	- HPGe

		Hg-203 (219.2 keV) Rayon γ .	(Déjouer élémentaires)	
(Rao <i>et al.</i> , 1994)	ω_L	Rayon X (6.47, 7.57 et 8.12 keV)	^{51}Sb , ^{50}Sn , ^{49}In , ^{48}Cd , ^{47}Ag , ^{46}Pd . (Solide)	- Si(Li)
(Rao <i>et al.</i> , 1995)	ω_M	(a) Rayonnement de bremsstrahlung primaire (b) rayonnement secondaire (rayons X K provenant de la cible secondaire après avoir traversé le filtre) (c) rayonnement tertiaire	^{78}Pt , ^{79}Au , ^{82}Pb (Énergies des photons incidents 6,47 et 7,57 keV)	Si (Li) (FWHM = 170 eV à 5.895 keV)
(Allawadhi <i>et al.</i> , 1996)	ω_L	Énergies des photons incidents (8.136, 8.735, 10.005, 11.372, 13.596, 16.035, 17.781, 22.581, 25.77, 32.89, 38.189 et 43.949 keV)	^{60}Nd , ^{70}Yb , ^{80}Hg , ^{90}Th . (Solide)	Si(Li) (FWHM=160 eV à 5.96 keV)
(Ertugrul, 1996)	ω_L	Source radioactive 241-Am (≈ 60 keV) γ ray	^{57}La , ^{58}Ce , ^{59}Pr , ^{60}Nd , ^{62}Sm , ^{63}Eu , ^{64}Gd , ^{65}Tb , ^{66}Dy , ^{67}Ho , ^{68}Er	Si(Li) (FWHM=160 eV à 5.96 keV)
(Rao <i>et al.</i> , 1996)	ω_M	Rayonnement synchrotron Énergies des photons incidents 5.47, 5.96, 7.04, 8,14, 8,74 et 9,36 keV	^{78}Pt , ^{79}Au , ^{82}Pb (Métaux)	Si (Li) (FWHM = 170 eV à 5.895 keV)
(Ertugrul <i>et al.</i> , 1996)	$\bar{\omega}_M$	Source radioactive 55-Fe (5.96 keV) γ rays	^{70}Yb , ^{71}Lu , ^{73}Ta , ^{74}W , ^{75}Re , ^{79}Au , ^{80}Hg , ^{81}Tl , ^{82}Pb , ^{83}Bi , ^{90}Th , ^{92}U . (Mylar épais évaporé)	Si(Li) (FWHM = 160 eV à 5,9 keV)
(Durak and Sahin, 1997)	ω_K	Source radioactive 57-Co (122 keV) rayon γ	^{56}Ba , ^{58}Ce , ^{60}Nd , ^{64}Gd , ^{66}Dy , ^{68}Er , ^{70}Yb Épaisseur	Ge(Li) (190 eV FWHM à 5.9 keV)
(Horakeri <i>et al.</i> , 1997)	ω_K	Source radioactives 57-Co (123,6 keV) rayon γ . 141-Ce Source radioactives (145,4 keV) rayon γ	^{61}Pr , ^{63}Eu , ^{66}Dy , ^{73}Ta , ^{82}Pb (Déjouers fins)	NaI(Tl)
(Şimşek, 1998)	ω_K	Source radioactive Am-241 (59.5keV) rayon γ	^{55}Cs , ^{56}Ba , ^{57}La , ^{58}Ce , ^{59}Pr , ^{60}Nd , ^{62}Sm Épaisseur	Ge(Li) (190eV à 5.96keV).
(Durak, 1998)	ω_K	Source annulaire 57-Co (122keV) rayon γ	^{40}Zr , ^{42}Mo , ^{47}Ag , ^{50}Sn , ^{55}Cs , ^{56}Ba , ^{58}Ce , ^{60}Nd , ^{64}Gd , ^{66}Dy , ^{68}Er , ^{70}Yb Épaisseur	Ge(Li) (190eV FWHM à 5.9keV)
(Büyükkasap, 1998)	ω_K	source de radio-isotopes 241-Am (59.5 keV) rayon γ	^{27}Cr , ^{28}Ni (Poudre)	Si(Li) (160 eV à 5.9 keV)
(Horakeri <i>et al.</i> , 1998)	ω_K	Source radioactives 57-Co (123.6 keV) rayon γ	^{66}Dy , ^{73}Ta , ^{82}Pb	NaI(Tl)

		Source radioactives 51-Cr (320 keV) rayon γ		
(Durak and Sahin, 1998)	ω_K	source de radio-isotopes ^{57}Co (136.48 keV) rayon γ	^{55}Cs , ^{62}Sm , ^{63}Eu , ^{67}Ho , ^{73}Ta , ^{74}W , ^{80}Hg , ^{82}Pb	Ge(Li)
(Campbell <i>et al.</i> , 1998)	ω_K	Source radioactive ^{55}Fe (2-9 keV) rayon γ	^{14}Si (Métal)	Si(Li) (140 à 5.9 keV)
(Şimşek <i>et al.</i> , 1998)	ω_L	Source radioactive ^{241}Am (59.5 keV) rayon γ	^{65}Tb , ^{66}Dy , ^{67}Ho , ^{68}Er , ^{70}Yb , ^{73}Ta , ^{74}W	Ge(Li) (190 eV à 5.96 keV)
(Şimşek <i>et al.</i> , 1999b)	ω_L	Source radioactive ^{241}Am (59.5 keV) rayon γ	^{79}Au , ^{80}Hg , ^{81}Tl , ^{82}Pb , ^{83}Bi , ^{90}Th , ^{92}U	Ge(Li) (190 eV à 5.96 keV)
(Şimşek <i>et al.</i> , 1999a)	ω_L	Source radioactive ^{241}Am (59.5 keV) rayon γ	^{56}Ba , ^{57}La , ^{58}Ce , ^{59}Pr , ^{60}Nd , ^{62}Sm , ^{64}Gd	Ge(Li) (190 eV à 5.96 keV)
(Simsek <i>et al.</i> , 2000)	ω_K	Source radioactive ^{241}Am (59.5 keV) rayon γ	^{22}Ti , ^{23}V , ^{24}Cr , ^{25}Mn , ^{26}Fe , ^{27}Co , ^{28}Ni , ^{29}Cu , ^{30}Zn carbone (cible de diffusion)	Ge(Li) (190 eV à 5.96 keV).
(Özdemir and Durak, 2000)	ω_L	Source ponctuelle de ^{241}Am (59,54 keV) Rayons X radioactive (59.54 keV) rayon γ	^{70}Yb , ^{72}Hf , ^{74}W , ^{76}Os , ^{80}Hg , ^{81}Tl , ^{82}Pb , ^{90}Th , ^{92}U	Si(Li) (188 eV à 5.9 keV)
(Durak and Özdemir, 2000)	ω_K	Source ponctuelle de ^{241}Am (59,54 keV) Rayons X radioactive (59.54 keV) rayon γ	^{55}Cs , ^{56}Ba , ^{57}La , ^{58}Ce , ^{59}Pr , ^{60}Nd , ^{62}Sm , ^{65}Tb , ^{66}Dy , ^{67}Ho , ^{68}Er	Si Li (188 eV à 5.9 keV)
(Durak and Ozdemir, 2001)	ω_K	source de radio-isotopes ^{241}Am 59.54 keV rayon γ	^{25}Mn , ^{26}Fe , ^{28}Ni , ^{29}Cu , ^{30}Zn , ^{32}Ge , ^{33}As , ^{35}Br , ^{37}Rb , ^{38}Sr , ^{40}Zr , ^{41}Nb , ^{46}Pd , ^{47}Ag ,	Si(Li) (FWHM 188 eV à 5.9 keV).
(Kaya <i>et al.</i> , 2001)	ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	^{241}Am radioactive Source annulaire (59.54 keV) rayon γ	^{55}Cs , ^{56}Ba , ^{57}La , ^{58}Ce , ^{59}Pr , ^{60}Nd , ^{62}Sm , ^{65}Tb , ^{67}Ho , ^{68}Er , ^{70}Yb , ^{74}W , ^{79}Au , ^{81}Tl .	Si(Li) (FWHM = 160 eV à 5.96 keV)
(Sogut <i>et al.</i> , 2001)	ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	radioactive annular ^{241}Am source (59.5 keV) rayon γ	^{55}Cs , ^{56}Ba , ^{57}La , ^{58}Ce , ^{59}Pr , ^{60}Nd , ^{62}Sm , ^{65}Tb , ^{67}Ho , ^{68}Er , ^{70}Yb , ^{73}Ta , ^{74}W , ^{79}Au , ^{80}Hg , ^{81}Tl , ^{82}Pb , ^{83}Bi , ^{90}Th , ^{92}U .	Si(Li) (FWHM = 160 eV à 5.96 keV)
(Durak and Ozdemir, 2001)	ω_M	Source radioactive ^{55}Fe (5.96 keV) rayon γ	^{70}Yb , ^{72}Hf , ^{74}W , ^{76}Os , ^{79}Au , ^{80}Hg , ^{81}Tl , ^{82}Pb , ^{83}Bi , ^{90}Th , ^{92}U .	Si(Li)
(Seven, 2002)	ω_K	Source radioactive ^{241}Am (59:5 keV) rayon γ	^{38}Sr , ^{39}Y , ^{40}Zr , ^{41}Nb , ^{42}Mo , ^{44}Ru , ^{46}Pd , ^{47}Ag , ^{49}In , ^{51}Sb , ^{55}Cs , ^{59}Pr .	Enertec EGPIX-R 200 Ge haute pureté (230 eV à 5:9 keV)
(Yashoda <i>et al.</i> , 2002)	ω_K	source de radio-isotopes ^{137}Cs (661.6 keV) rayon γ	^{82}Pb , ^{80}Hg , ^{77}Ir , ^{74}W , ^{71}Lu , ^{69}Tm , ^{66}Dy , ^{65}Tb , ^{64}Gd , ^{60}Nd . (Poudre)	NaI(Tl) (70 keV à 661.6 keV)
(Simsek <i>et al.</i> , 2002a)	ω_K	Source ponctuelle de ^{241}Am (59,54 keV) Rayons X (59.5 keV) rayon γ	^{22}Ti , ^{24}Cr , ^{26}Fe , ^{28}Ni , ^{29}Cu , ^{30}Zn , ^{33}As , ^{34}Se , ^{40}Zr , ^{41}Nb , ^{42}Mo , ^{47}Ag , ^{48}Cd , ^{49}In , ^{50}Sn , ^{51}Sb , ^{53}I , ^{57}La , ^{58}Ce , ^{59}Pr , ^{64}Gd .	Si(Li) (FWHM)=160 eV à 5.96 keV)
(Simsek <i>et al.</i> , 2002b)	ω_K	Source ponctuelle de	^{33}As , ^{34}Se , ^{35}Br , ^{37}Rb , ^{38}Sr ,	Ge(Li)

		241 Am (59,54 keV) Rayons X (59.5 keV) rayon γ	^{40}Zr , ^{41}Nb , ^{42}Mo , ^{44}Ru , ^{46}Pd , ^{47}Ag , ^{48}Cd , ^{49}In , ^{50}Sn , ^{51}Sb , ^{52}Te , ^{53}I .	(190eV à 5.96keV)
(Ozdemir and Durak, 2002)	ω_K	Source ponctuelle de 241 Am (59,54 keV) Rayons X (59.54 keV) rayon γ	^{48}Cd , ^{49}In , ^{51}Sb , ^{52}Te , ^{53}I , ^{56}Ba , ^{57}La , ^{58}Ce , ^{60}Nd , ^{62}Sm , ^{65}Tb , ^{66}Dy (Métal)	Si(Li) Profondeur de cristal sensible
(Ertuğrul, 2002a)	ω_L ω_M	source d'excitaiion 55- Fe (5.96 keV) γ ray	^{40}Zr , ^{41}Nb , ^{42}Mo , ^{46}Pd , ^{47}Ag , ^{48}Cd , ^{49}In , ^{50}Sn , ^{51}Sb , ^{52}Te , ^{53}I , ^{55}Cs . (Poudre)	Si(Li) (FWHM=160 eV à 5.96 keV).
(Ertugrul, 2002b)	ω_K ω_{L_2} ω_{L_3}	source de radio- isotopes 241- Am (59.5 keV) rayon γ	^{30}Zn , ^{31}Ga , ^{32}Ge , ^{33}As , ^{34}Se , ^{35}Br , ^{36}Kr , ^{37}Rb , ^{38}Sr , ^{39}Y , ^{40}Zr (Métal)	Ge(Li) (190eV à 5.96keV)
(Ertugrul, 2002c)	ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	radio-isotopes Am-241	^{90}Th , ^{92}U . (Déjouers)	Si(Li) (FWHM D 180 eV à 5.89 keV).
(Ertugrul, 2002d)	ω_{L_3}	241-Am radioactive Source annulaire (59.5 keV) rayon γ	^{57}La , ^{58}Ce , ^{59}Pr , ^{60}Nd , ^{62}Sm , ^{63}Eu , ^{64}Gd , ^{65}Tb , ^{66}Dy , ^{67}Ho , ^{68}Er .	Si(Li) (160eV à 5.9keV).
(Kumar <i>et al.</i> , 2002)	ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	Source annulaire radioactive 241-Am (59.54 keV) rayon γ	^{90}Th , ^{92}U . (Déjouers)	Si(Li) (FWHM D 180 eV à 5.89 keV).
(Ertugrul <i>et al.</i> , 2002)	ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	133-Ba sources de radio-isotopes	^{74}W , ^{79}Au , ^{80}Hg , ^{81}Tl , ^{82}Pb , ^{90}Th , ^{92}U	Si(Li) (FWHM = 160 eV à 5.96 keV).
(Barrea <i>et al.</i> , 2002b)	ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	Rayonnement synchrotron (Énergies comprises entre 3 et 14 keV)	^{68}Er	Si (Li) (165 eV à 5.9 keV)
(Barrea <i>et al.</i> , 2002a)	ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	Rayonnement synchrotron (Énergies comprises entre 3 et 14 keV)	^{72}Hf	Si (Li) (165 eV à 5.9 keV)
(Ertugrul, 2002)	ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3} ω_{M_4} ω_{M_5}	Source ponctuelle de 241 Am (59,54 keV) Rayons X (59.5 keV) rayounX	^{90}Th , ^{92}U	Si(Li) (160 eV à 5.96 keV).
(Gudennavar <i>et al.</i> , 2003a)	ω_K	Source radioactive ^{57}Co (123,6keV) rayon γ	^{30}Zn , ^{39}Y , ^{42}Mo , ^{47}Ag , ^{48}Cd , ^{49}In , ^{50}Sn (Métal)	NaI(Tl)
(Gudennavar <i>et al.</i> , 2003b)	ω_K	Source radioactive 57- Co (123,6keV) rayon γ	^{62}Sm , ^{64}Gd , ^{65}Tb , ^{66}Dy , ^{73}Ta , ^{79}Au , ^{82}Pb (Métal)	NaI(Tl)
(Söğüt <i>et al.</i> , 2003)	ω_L	Source annulaire 241- Am radioactive. (59.5 keV) rayon γ	^{92}U . (Poudre)	Si(Li) (FWHM = 155 eV à 5.9 keV)
(Campbell, 2003)	ω_{L_1}	radionuclide source 210-Pb (46.5keV)rayon γ	^{83}Bi . (Métal)	Si(Li) (145eVà 5.9 keV)

(Kaya and Ertugrul, 2003)	ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	annular sources de radio-isotopes 241-Am (59.5 keV) rayon γ	^{55}Cs , ^{56}Ba , ^{57}La , ^{58}Ce , ^{59}Pr , ^{60}Nd , ^{62}Sm , ^{65}Tb , ^{67}Ho , ^{68}Er , ^{70}Yb , ^{74}W , ^{79}Au , ^{81}Tl .	Si(L) (160 eV à 5.96 keV)
(Ozdemir and Durak, 2003)	ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	annular sources de radio-isotopes 241-Am (59.5 keV) rayon γ	^{55}Cs , ^{56}Ba , ^{57}La , ^{58}Ce , ^{59}Pr , ^{60}Nd , ^{62}Sm , ^{65}Tb , ^{66}Dy , ^{67}Ho , ^{68}Er	Si(Li) (188 eV)
(Küçükönder <i>et al.</i> , 2004)	ω_L	Source annulaire radioactive 241-Am (59.5 keV) rayon γ	^{72}Hf , ^{73}Ta , ^{74}W , ^{75}Re , ^{78}Pt , ^{79}Au , ^{80}Hg , ^{81}Tl , ^{82}Pb , ^{83}Bi , ^{90}Th , ^{92}U (Poudre)	Si(Li) (FWHM = 155 eV à 5.9 keV).
(Barrea <i>et al.</i> , 2004)	ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	Rayonnement synchrotron (Énergies comprises entre 3 et 14 keV)	^{56}Ba (Déjouers)	Si(Li) (165 eV à 5.9 keV)
(Sahin <i>et al.</i> , 2004)	ω_M	Source radioactive 55-Fe (5.96 keV) rayon γ	^{78}Pt , ^{79}Au , ^{80}Hg , ^{81}Tl , ^{82}Pb , ^{83}Bi , ^{90}Th , ^{92}U	Si(Li) (FWHM = 160 eV à 5,9 keV)
(Sahin <i>et al.</i> , 2005)	ω_K	source de photons 55-Fe (5.96 keV) rayon γ	^{16}S , ^{17}Cl , ^{19}K , ^{20}Ca , ^{22}Ti , ^{23}V .	- Si(Li)
(Kalaycia <i>et al.</i> , 2005)	ω_K	source de radio-isotopes annulaire 109-Cd (fournissant une énergie de faisceau primaire de 22 à 25 keV).	^{28}Ni (Poudre)	Si(Li) (190 eV à 5900 eV)
(Yashoda <i>et al.</i> , 2005)	ω_K	55-Co source de radio-isotopes (14.4 and 122 keV) rayon γ	^{22}Ti , ^{23}V , ^{27}Co , ^{28}Ni , ^{29}Cu , ^{30}Zn , ^{33}As , ^{34}Se , ^{38}Sr , ^{39}Y , ^{40}Zr , ^{42}Mo , ^{47}Ag , ^{48}Cd , ^{49}In , ^{50}Sn , ^{52}Te (Poudre)	Diode Si-PIN haute résolution
(Nica <i>et al.</i> , 2005)	ω_K	Source radioactive 193-Os (129.4 keV) rayon γ	^{77}Ir (Power)	HPGe
(Bennal <i>et al.</i> , 2005)	ω_K	Source radioactive 55-Co (122 and 136 keV) rayon γ	^{47}Ag , ^{48}Cd , ^{49}In , ^{50}Sn . (Métal)	Spectromètre à rayons X NaI Tl.
(Sharma <i>et al.</i> , 2005)	ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	Am-241 annular source de radio-isotopes (59.54 keV) rayon γ	^{79}Au , ^{80}Hg , ^{81}Tl . (Déjouers)	Si(Li) (180 eV à 5.89 keV)
(Apaydin <i>et al.</i> , 2005)	ω_M	Source radioactive 55-Fe (5.96 keV) rayon γ	^{69}Tm , ^{70}Yb , ^{71}Lu , ^{74}W , ^{75}Re , ^{79}Au , ^{80}Hg , ^{81}Tl , ^{82}Pb , ^{83}Bi , ^{92}U . (Poudre)	Si(Li)
(Apaydin and Tirasoglu, 2006)	ω_K	Source annulaire radioactive 55-Co (123.6 keV) rayon γ	^{65}Tb , ^{66}Dy , ^{67}Ho , ^{68}Er , ^{69}Tm , ^{70}Yb , ^{71}Lu , ^{72}Hf , ^{73}Ta , ^{74}W , ^{75}Re , ^{76}Os , ^{77}Ir , ^{78}Pt , ^{79}Au , ^{80}Hg , ^{81}Tl , ^{82}Pb , ^{83}Bi , ^{90}Th , ^{92}U . ^{74}Ag (Poudre)	Si(Li) haute résolution
(Bacaksız and Cevik, 2006)	ω_K	Source annulaire radioactives 241Am (59.543 keV) rayon γ	^{48}Cd , ^{30}Zn (Métal)	- Si(Li) (160 eV à 5.9 keV)
(Badiger and Bonzi, 2006)	ω_{L_1} ω_{L_2}	Rayonnement synchrotron	^{56}Ba , ^{57}La , ^{59}Pr .	Si(Li) (165 eV à 5.9 keV).

	ω_{L_3}	(7 keV)		
(Bonzi and Badiger, 2006)	ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	Rayonnement synchrotron (7 keV)	$_{45}\text{Rh}$, $_{46}\text{Pd}$, $_{47}\text{Ag}$, $_{48}\text{Cd}$, $_{49}\text{In}$, $_{50}\text{Sn}$	Si(Li)
(Aylikci <i>et al.</i> , 2007)	ω_K	source annulaire ^{57}Co (123.6 keV) rayon γ	$_{72}\text{Hf}$ (Poudre) valeurs sup >1	Ultra-LEGe (FWHM 150eV à 5.9 keV)
(Aylikci <i>et al.</i> , 2007)	ω_L	Source annulaire radioactive $^{57}\text{-Co}$ (123.6 keV) rayon γ	$_{72}\text{Hf}$ (Poudre)	Ultra-LEGe (150 eV à 5.9 keV).
(Demir and Şahin, 2007a)	ω_K	source ponctuelle ^{241}Am (59.5 keV) rayon γ	$_{64}\text{Gd}$, $_{66}\text{Dy}$. (Solide) $_{60}\text{Nd}$, $_{63}\text{Eu}$, $_{67}\text{Ho}$. (Poudre)	Si(Li) (180 eV à 5.9 keV)
(Demir and Şahin, 2007b)	ω_K	Source radioactive ^{241}Am (59.5 keV) rayon γ	$_{64}\text{Gd}$, $_{66}\text{Dy}$. (Solide) $_{60}\text{Nd}$, $_{63}\text{Eu}$, $_{67}\text{Ho}$. (Poudre)	Si(Li) (180 eV à 5.9 keV)
(Ertuğral, 2007)	ω_K	source de radio-isotopes ^{57}Co (123.6 keV) rayon γ	$_{58}\text{Ce}$, $_{59}\text{Pr}$, $_{60}\text{Nd}$, $_{62}\text{Sm}$, $_{63}\text{Eu}$, $_{64}\text{Gd}$	Si(Li) (pleine largeur à moitié maximum (FWHM))
(Han <i>et al.</i> , 2007)	ω_K	source ponctuelle ^{241}Am (59,54 keV) rayon γ	$_{22}\text{Ti}$, $_{23}\text{V}$, $_{24}\text{Cr}$, $_{25}\text{Mn}$, $_{26}\text{Fe}$, $_{28}\text{Ni}$, $_{29}\text{Cu}$, $_{30}\text{Zn}$, $_{32}\text{Ge}$, $_{33}\text{As}$, $_{35}\text{Br}$, $_{37}\text{Rb}$, $_{39}\text{Y}$, $_{40}\text{Zr}$, $_{41}\text{Nb}$, $_{48}\text{Cd}$, $_{49}\text{In}$, $_{50}\text{Sn}$, $_{56}\text{Ba}$, $_{62}\text{Sm}$, $_{64}\text{Gd}$, $_{66}\text{Dy}$, $_{67}\text{Ho}$, $_{68}\text{Er}$, $_{78}\text{Pt}$ (Solide)	Si(Li)
(Bennal and Badiger, 2007)	ω_K	Source radioactive $^{57}\text{-Co}$ (122 and 136 keV) rayon γ configuration géométrique 2π	$_{42}\text{Mo}$, $_{47}\text{Ag}$, $_{48}\text{Cd}$, $_{49}\text{In}$, $_{50}\text{Sn}$. (Solide)	HPGe
(Raulo <i>et al.</i> , 2007)	ω_{L_3}	Rayonnement synchrotron source	$_{66}\text{Dy}$, $_{67}\text{Ho}$	Si(Li) (165 eV à 5.9 keV)
(Han <i>et al.</i> , 2007)	ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	source de radio-isotopes Am-241 (59.54 keV) rayon γ	$_{62}\text{Sm}$, $_{63}\text{Eu}$, $_{64}\text{Gd}$, $_{66}\text{Dy}$, $_{67}\text{Ho}$, $_{68}\text{Er}$, $_{78}\text{Pt}$, $_{79}\text{Au}$, $_{81}\text{Tl}$, $_{82}\text{Pb}$, $_{83}\text{Bi}$.	Si(Li) (FWHM = 160 eV à 5.9 keV)
(Aylikci <i>et al.</i> , 2008)	ω_K	Source annulaire radioactive $^{55}\text{-Fe}$ (5.96 keV) rayon γ	$_{16}\text{S}$	Ultra-LEGe (150 eV à 5.96keV)
(Apaydin <i>et al.</i> , 2008)	ω_L	Source annulaire radioactive $^{57}\text{-Co}$ (123.6 keV rayon γ)	$_{75}\text{Re}$, $_{76}\text{Os}$, $_{77}\text{Ir}$, $_{78}\text{Pt}$, $_{79}\text{Au}$, $_{80}\text{Hg}$, $_{81}\text{Tl}$, $_{82}\text{Pb}$, $_{83}\text{Bi}$, $_{90}\text{Th}$, $_{92}\text{U}$. (Poudre)	Si(Li)
(Chauha <i>et al.</i> , 2008)	ω_{L_1} ω_{L_2}	Source annulaire radioactive Cd-109 (22.6 keV) Ag K X-rays	$_{56}\text{Ba}$, $_{57}\text{La}$, $_{60}\text{Nd}$, $_{62}\text{Sm}$, $_{63}\text{Eu}$, $_{68}\text{Er}$.	Si(Li) (FWHM =155 eV à 5.9 keV)
(Baydaş <i>et al.</i> , 2010)	ω_K	Source ponctuelle de $^{241}\text{-Am}$ (59,54 keV) Rayons X (59,537 keV) rayon γ	$_{22}\text{Ti}$, $_{23}\text{V}$, $_{24}\text{Cr}$, $_{26}\text{Fe}$, $_{27}\text{Co}$, $_{28}\text{Ni}$, $_{29}\text{Cu}$. (Poudre)	Si(Li) (160 eV à 5.9 keV)
(Aylikci <i>et al.</i> , 2009)	ω_K ω_L	Rayons X K : ^{241}Am source de radio-isotopes (59.5 keV rayon γ). L X-rays: $^{55}\text{-Fe}$ source de radio-isotopes (5.96keV rayon γ)	$_{27}\text{Co}$, $_{29}\text{Cu}$. (ω_K) $_{47}\text{Ag}$ (ω_L) (Métal)	Ultra-LEGe. (150 eV à 5.96keV)
(Söğüt <i>et al.</i> , 2009)	ω_{L_1}	Source annulaire	$_{75}\text{Re}$, $_{76}\text{Os}$, $_{77}\text{Ir}$, $_{78}\text{Pt}$, $_{79}\text{Au}$,	Si(Li)

	ω_{L_2} ω_{L_3}	radioactive 57-Co (123.6 keV) rayon γ	^{80}Hg , ^{81}Tl , ^{82}Pb , ^{83}Bi , ^{92}Th , 90U.	
(Ménesguen and Lépy, 2010)	ω_K	Rayons X de faible énergie (SOLEX) (1 à 20 keV)	^{22}Ti , ^{23}V , ^{26}Fe , ^{27}Co , ^{28}Ni , ^{29}Cu , ^{30}Zn (Métal)	(HPGe)
(Aylikci <i>et al.</i> , 2010)	ω_K	Source annulaire radioactive 241Am (59.54 keV γ rays)	^{30}Zn , ^{27}Co . (Métal)	Ultra-LEGe (150 eV à 5.9 keV).
(Sögüt, 2010).	ω_K	Source radioactive 241Am	^{24}Cr , ^{25}Mn , ^{26}Fe , ^{27}Co , ^{28}Ni , ^{29}Cu , ^{30}Zn , ^{42}Mo , ^{47}Ag , ^{48}Cd , ^{56}Ba , ^{57}La , ^{58}Ce . (Poudre)	Si(Li) (155 eV à 5.9 keV). Analyseur de hauteur.
(Cengiz <i>et al.</i> , 2010)	ω_L ω_{L_3}	Source annulaire radioactive 241-Am (59.5 keV) rayon γ	^{74}W , ^{75}Re , ^{76}Os , ^{78}Pt . (Poudre)	Ultra-LEGe (150 eV à 5.9 keV).
(Horakeri <i>et al.</i> , 2011)	ω_K	Source radioactives 57- Co -(122 keV, 136 keV et 14,39 keV) γ rays. (6,47 keV) rayonX.	^{56}Ba , ^{57}La . (Liquide)	NaI(Tl)
(Cengiz <i>et al.</i> , 2011)	ω_K	Source annulaire radioactives 57-Co (123.6 keV) rayon γ	^{74}W , ^{75}Re , ^{76}Os , ^{78}Pt . (Poudre)	Ultra-LEGe (150 eV à 5.96 keV).
(Hopman <i>et al.</i> , 2012)	ω_K	(Monochromateur et set de radiographie)	^{14}Si	Si(Li)
(Tursucu <i>et al.</i> , 2012)	ω_K	Source radioactive 133-Ba (80.997 keV) rayon γ	^{40}Zr , ^{41}Nb , ^{42}Mo , ^{44}Ru , ^{45}Rh , ^{46}Pd , ^{47}Ag , ^{48}Cd , ^{50}Sn . (Solide)	CdTe
(Rameshan, 2012)	ω_K	source d'excitaiön 57- Co	^{78}Pt , ^{82}Pb	HPGe
(Durdu and Kucukonder, 2012)	ω_L	Source annulaire radioactive 241Am (59.543 keV) rayon γ	^{62}Sm , ^{63}Eu . (Poudre)	Si(Li) (155 eV à 5.9 keV)
(Aksoy <i>et al.</i> , 2012)	ω_L	Source annulaire radioactive 241-Am (59.5 keV) rayon γ	^{73}Ta , ^{74}W . (Poudre)	Ultra-LEGe (150 eV à 5.9 keV).
(Tursucu and Demir, 2013)	ω_K	Source annulaire radioactive 241Am (59.54 keV rayon γ)	^{58}Ce (Solide)	HPGe (182 eV à 5.9 keV)
(Demir and Şahin, 2013)	ω_K	source de radio- isotopes 241Am (59,537 keV) rayon γ	^{24}Cr , ^{25}Mn , ^{26}Fe , ^{27}Co , ^{28}Ni , ^{29}Cu , ^{30}Zn , ^{33}As , ^{34}Se , ^{38}Sr , ^{39}Y , ^{40}Zr , ^{41}Nb , ^{42}Mo , ^{47}Ag , ^{48}Cd , ^{49}In , ^{50}Sn , ^{51}Sb , ^{52}Te , ^{56}Ba , ^{57}La , ^{58}Ce , ^{62}Sm , ^{65}Tb .	Si(Li)
(Onder <i>et al.</i> , 2013)	ω_K	Source radioactive 133-Ba (80.998 keV) rayon γ	^{40}Zr , ^{41}Nb , ^{42}Mo , ^{44}Ru , ^{45}Rh , ^{46}Pd , ^{47}Ag , ^{48}Cd , ^{50}Sn .	CdTe
(Turşucu <i>et al.</i> , 2013)	ω_K	source ponctuelle 241Am (59,537 keV) rayon γ	^{40}Zr , ^{41}Nb , ^{42}Mo , ^{45}Rh , ^{46}Pd , ^{47}Ag , ^{48}Cd , ^{50}Sn . (Solide) ^{44}Ru (Poudre)	Si(Li)
(Sripàhi and Balakrishna, 2013)	ω_K	Source radioactive 241Am (59.54 keV) rayon γ	^{26}Fe , ^{29}Cu , ^{32}Ge , ^{40}Zr , ^{42}Mo , ^{47}Ag , ^{48}Cd , ^{50}Sn , ^{59}Pr , ^{62}Sm , ^{64}Gd , ^{66}Dy , ^{67}Ho .	Si(PIN) HPGe
(Punchithaya and Balakrishna, 2013)	ω_L	Source annulaire radioactive 241Am	^{59}Pr , ^{62}Sm , ^{64}Gd , ^{66}Dy , ^{67}Ho , ^{70}Yb .	HPGe

		(59.5 keV) rayon γ	(Déjouers)	
(Yılmaz, 2014)	ω_K	source ponctuelle 241Am (59.5 keV) rayon γ	^{24}Cr , ^{25}Mn , ^{26}Fe , ^{27}Co (Déjouers)	Si(Li)
(Sampaio <i>et al.</i> , 2014).	ω_K	Le synchrotron SOLEIL (La méthode de la géométrie de réflexion et la méthode du pic d'échappement)	^{32}Ge	(HPGe)
(Tunç <i>et al.</i> , 2015)	ω_K	source ponctuelle 241Am (59.5 keV) rayon γ	^{39}Y	Si(Li) (résolution de 160 eV à 5,9 keV)
(Nicholson <i>et al.</i> , 2015)	ω_K	Densitométrie hybride K-edge (HKED)	^{92}U , ^{94}Pu (Liquide)	
(Aksoy <i>et al.</i> , 2015)	ω_K	radioactive 241Am (59.54 keV) rayon γ	^{40}Zr , ^{51}Sb . (Poudre)	Ultra-LEGe (résolution de 160 eV à 5,9 keV)
(Yılmaz <i>et al.</i> , 2015)	ω_K	source ponctuelle 241Am (59.5 keV) rayon γ	^{29}Cu , ^{32}Ge , ^{33}As , ^{35}Br , ^{37}Rb .	Si(Li) (résolution de 160 eV à 5,9 keV)
(Mirji <i>et al.</i> , 2015)	ω_K	Indus-2 Rayonnement synchrotron. (6. 5, 10, and 11 keV Rayonnement synchrotron)	^{24}Cr , ^{29}Cu , ^{30}Zn . (Solide -pur Déjouer élémentaires)	Détecteur de rayons X à dérive de silicium Vertex 90EX refroidi par Peltier (SII nano USA) (résolution énergétique de 130 eV à 5,9 keV)
(Kolbe and Hönicke, 2015)	ω_K ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	-Utilisàion de lignes de lumière caractérisées. -Systèmes de détection radiométriquement calibrés à l'anneau de stockage d'électrons BESSY II	^{22}Ti (ω_K) ^{40}Zr (ω_{L_1} , ω_{L_2} , ω_{L_3})	(SDD)
(Kacal <i>et al.</i> , 2015)	ω_K	-Technique de fluorescence X à dispersion d'énergie (EDXRF) (source radioactive ponctuelle de Cd-109) -Géométrie expérimentale de transmission.	^{22}Ti , ^{24}Cr , ^{26}Fe , ^{27}Co , ^{28}Ni , ^{29}Cu . (Solide - disques circulaires)	Si(Li)
(Doğanet <i>et al.</i> , 2015)	ω_L ω_{L_3}	Source annulaire radioactive 241Am (59.5 keV) rayon γ	^{82}Pb (Poudre)	Ultra-LEGe (150 eV à 5.9 keV)
(Aylikci <i>et al.</i> , 2015)	ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	241Am and 55-Fe source de radio- isotopes	^{50}Sn , ^{51}Sb , ^{52}Te , ^{53}I , ^{56}Ba , ^{57}La , ^{58}Ce , ^{59}Pr , ^{60}Nd , ^{62}Sm , ^{63}Eu , ^{64}Gd , ^{65}Tb , ^{66}Dy , ^{67}Ho , ^{68}Er , ^{69}Tm , ^{71}Lu , ^{72}Hf , ^{73}Ta , ^{74}W , ^{75}Re , ^{76}Os , ^{77}Ir , ^{78}Pt , ^{79}Au , ^{80}Hg , ^{81}Tl , ^{82}Pb , ^{83}Bi , ^{90}Th , ^{92}U .	Ultra-LEGe
(Duke <i>et al.</i> , 2016)	ω_K	Faisceau de rayons X monochromàique focalisé provenant d'un synchrotron	^{35}Br , ^{36}Kr (Gaz)	Diode à dérives en silicium
(Choi <i>et al.</i> , 2016)	ω_K	Le diffractomètre à usage général de	^{13}Al , ^{14}Si , ^{24}Cr , ^{26}Fe	Vortex ME-4, détecteur à

		Newport au secteur GSECARS 13 de l'Advanced Photon Source.		réseau de dispersion d'énergie à dérive de silicium
(Akman, 2016a)	ω_K	radioactive 241Am (59.54 keV) rayon γ	^{57}La , ^{58}Ce , ^{59}Pr , ^{60}Nd , ^{62}Sm , ^{63}Eu , ^{64}Gd , ^{65}Tb , ^{66}Dy , ^{68}Er	Si(Li) haute résolution
(Akman, 2016b)	ω_K	annular source de radio-isotopes 241Am	^{30}Zn , ^{31}Ga , ^{32}Ge , ^{34}Se , ^{39}Y , ^{40}Zr , ^{41}Nb , ^{42}Mo , ^{44}Ru , ^{46}Pd , ^{47}Ag , ^{48}Cd , ^{49}In , ^{50}Sn , ^{51}Sb , ^{52}Te , ^{56}Ba , ^{57}La , ^{58}Ce .	Si(Li) haute résolution
(Hönicke <i>et al.</i> , 2016)	ω_K	Réflectométrie des rayons X (XRR).	^6O (Solide)	SDD
(Ménesguen <i>et al.</i> , 2017)	ω_K	Spectromètre à rayons X et tube à rayons X conventionnel.	^{28}Ni (Déjouer)	CCD
(Riffaud <i>et al.</i> , 2017)	ω_K	Faisceaux Métrologie du synchrotron SOLEIL. X-rays (Double crystal monochromator Si)	^{41}Nb , ^{45}Rh	Germanium de haute pureté
(Alim <i>et al.</i> , 2017a)	ω_K	Technique de fluorescence X à dispersion d'énergie (EDXRF) (5,9 keV). (Cd source radioactive ponctuelle)	^{28}Ni , ^{22}Ti (Poudre)	High resolution Si (Li)
(Alim <i>et al.</i> , 2017b)	ω_K	Source ponctuelle de radio-isotopes Cd-109 dans le collimateur Al. (5.9 keV rayon γ)	^{22}Ti , ^{23}V , ^{26}Fe , ^{27}Co , ^{28}Ni . (Déjouer)	Si (Li)
(Alim <i>et al.</i> , 2017c)	ω_K	Source ponctuelle de radio-isotopes Cd-109 (Rayons X de 22,69 keV provenant d'un 10 mCi)	, ^{26}Fe , ^{27}Co , ^{28}Ni (Poudre)	Si (Li)
(Turhan <i>et al.</i> , 2017)	ω_K	241Am radioactif (59,54 keV) rayonne γ .	^{40}Zr , ^{42}Mo , ^{48}Cd , ^{68}Er (Solide)	Si(Li) haute résolution
(Tursucu <i>et al.</i> , 2019)	ω_K	radioactive 241Am (59.54 keV) rayon γ .	^{50}Sn	Semi-conducteur HPGe haute résolution
(Guerra <i>et al.</i> , 2018).	ω_K ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	Le groupe de spectrométrie à rayons X du PTB exploite plusieurs stations terminales XRF (730 à 1070 eV) (Le laboratoire PTB du synchrotron BESSY II Rayonnement à Berlin)	^{28}Ni (Mince-Déjouer)	SDD (Dérive calibrée du silicium)
(Köksal <i>et al.</i> , 2018)	ω_K	Photons de 5,96 keV émis par une source annulaire de Fe de radio-isotopes.	^{22}Ti (Cibles Poudre)	Germanium à très faible énergie (LEGe)
(Ananda <i>et al.</i> , 2018)	ω_K	Photons de rayons X de baryum K de 32,86 keV provenant d'une source radioactive faible de rayon Cs	^{27}Co , ^{28}Ni , ^{29}Cu , ^{30}Zn elemental targets	Détecteur de rayons X HPGe spectromètre à basse énergie
(Aylikci <i>et al.</i> , 2018).	ω_K	Source annulaire 50 mCi ^{55}Fe radioactive	^{16}S (Produit chimique)	Détecteur Ultra-LEGE

		émettant des photons de 5,96 keV.		
(Unterumsberger <i>et al.</i> , 2018)	ω_K ω_{L_3}	L'instrumentation de fluorescence Rayoun X calibrée radiométriquement (sans référence) du BESSY II (Feuilles de Gaze).	³¹ Ga (Solide)	- Dérive du silicium (SDD) : détecte le rayonnement de fluorescence émis
(Aylikci <i>et al.</i> 2018)	ω_M	Source radioactive 55-Fe (5.96 keV) rayon γ .	⁸² Pb. (Poudre)	Ultra LEGe
(Turhan <i>et al.</i> , 2019)	ω_K	Source radioactive Am-241 (59,54 keV)	²⁵ Mn, ²⁸ Ni (Poudre)	Si(Li) haute résolution
(Aylikci, 2019).	ω_K	Source radioactive Co (123,6keV)	²⁹ Cu, ³³ As, ⁴⁴ Ru, ⁴⁸ Cd, ⁵² Te, ⁵⁶ Ba, ⁶⁰ Nd, ⁶⁴ Gd, ⁶⁸ Er, ⁷² Hf, ⁷⁴ W (Poudre)	Détecteur Ultra-LEGe avec une résolution énergétique de 150eV à 5,96keV
(Aylikci <i>et al.</i> , 2019)	$\omega_{M_{4,5}}$	Source radioactive 55-Fe (5.96 keV) rayon γ	⁷⁸ Pt, ⁷⁹ Au. (Couche hachée)	Ultra-LEGe
(Ugurlu and Demir, 2020).	ω_K	Source radioactive 241-Am (59.54 keV) rayon γ .	²⁰ Ca, ²¹ Sc, ²² Ti, ²³ V, ²⁴ Cr, ²⁵ Mn, ²⁶ Fe, ²⁷ Co, ²⁸ Ni, ²⁹ Cu, ³⁰ Zn, ³¹ Ga, ³² Ge. (Poudre)	Si(Li)
(Ugurlu <i>et al.</i> , 2020).	ω_K	Source radioactive 241-Am rayon γ .	³⁹ Y, ⁴⁰ Zr, ⁴¹ Nb, ⁴² Mo, ⁴⁴ Ru, ⁴⁵ Rh, ⁴⁶ Pd, ⁴⁷ Ag, ⁴⁸ Cd (Poudre)	Si(Li)
(Ménesguen and Lépy, 2020)	ω_L ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	synchrotron SOLEIL (3–30 keV) rayonne X	⁶⁴ Gd	(SDD) (128 eV à 5.9 keV)
(Ayri <i>et al.</i> , 2021)	ω_{L_1} ω_{L_2} ω_{L_3}	Intensités des raies de rayons X induites par le synchrotron mesurées à différentes énergies incidents.	⁷⁴ W, ⁷⁵ Re	SDD X-ray détecteur

4. Analyse de données expérimentales

Après avoir ajouté les nouvelles valeurs «de l'année 2012 pour la couche K , de l'année 2020 pour la couche L , de l'année 2015 pour la couche M et de l'année 2016 pour les trois sous couches L_i », nous disposons d'une base de données composée d'un total de 2838 données expérimentales «940 valeurs pour la couche K , 319 valeurs pour la couche L , 91 valeurs pour la couche M , 432 valeurs pour la sous couche L_1 , 544 valeurs pour la sous couche L_2 et 512 valeurs pour la sous couche L_3 d'éléments de numéros atomiques $4 \leq Z \leq 99$ pour les couche K , $23 \leq Z \leq 96$ pour les couche L , $40 \leq Z \leq 92$ pour les couche M , $28 \leq Z \leq 96$ pour la sous-couche L_1 , $23 \leq Z \leq 96$ pour les sous-couche L_2 et L_3 ». Nous avons analysé la base de données obtenue de 1934 à nos jours, en examinant le nombre de points de données expérimentales pour le rendement de fluorescence en fonction du numéro atomique Z , ainsi que le nombre d'articles contenant des données expérimentales en fonction de l'année de publication de l'ouvrage original. La distribution du nombre de points de données expérimentaux de rendement de fluorescence pour la couche K en fonction du numéro atomique Z ($4 \leq Z \leq 99$) est donnée sur la figure II.1. L'analyse de cette figure nous permet de conclure que :

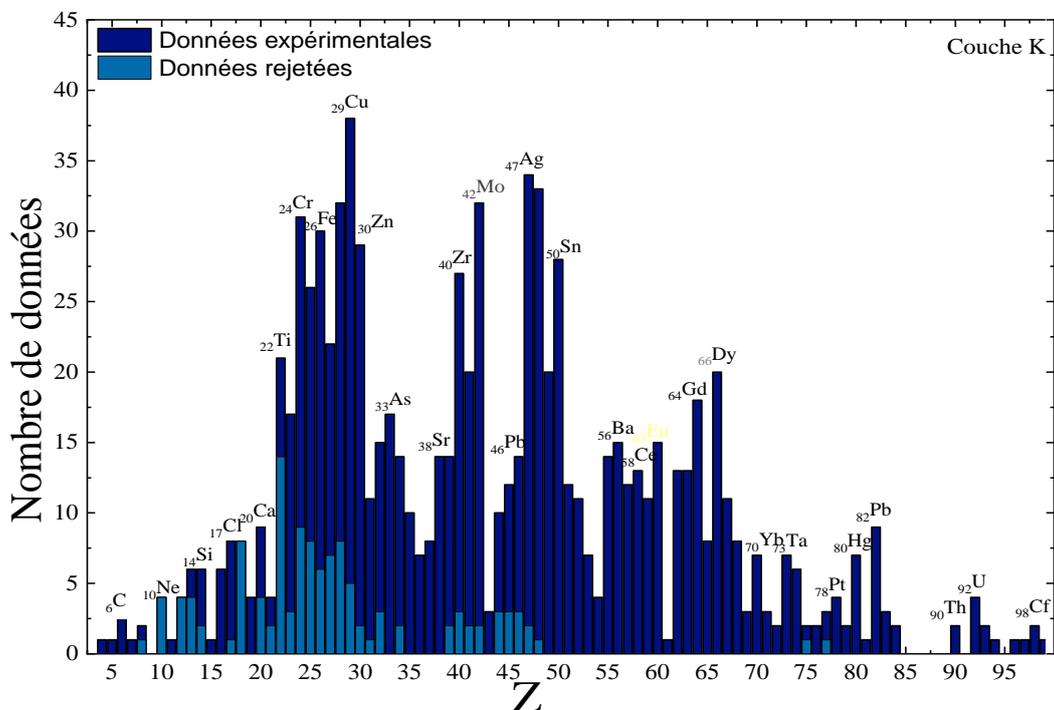


Figure II.1: Répartition du nombre de ω_K d'expérimentaux en fonction du numéro atomique Z .

- Presque tous les éléments de ${}^4\text{Be}$ à ${}^{99}\text{Es}$ sont couverts à l'exception de huit éléments : ${}^9\text{F}$, ${}^{85}\text{At}$, ${}^{86}\text{Rn}$, ${}^{87}\text{Fr}$, ${}^{88}\text{Ra}$, ${}^{89}\text{Np}$, ${}^{91}\text{Pa}$, et ${}^{95}\text{Am}$. L'absence de données pour ces éléments est principalement due à leur nature radioactive, les rendant difficiles à manipuler.
- Certains éléments ne disposent que d'une seule valeur : ${}^4\text{Be}$, ${}^5\text{B}$, ${}^7\text{N}$, ${}^{11}\text{Na}$, ${}^{15}\text{P}$, ${}^{61}\text{Pm}$, ${}^{94}\text{Pu}$, ${}^{96}\text{Cm}$, ${}^{97}\text{Bk}$ et ${}^{99}\text{Es}$.
- Pour un nombre important d'éléments (${}^6\text{C}$, ${}^8\text{O}$, ${}^{10}\text{Ne}$, ${}^{12}\text{Mg}$, ${}^{13}\text{Al}$, ${}^{14}\text{Si}$, ${}^{16}\text{S}$, ${}^{17}\text{Cl}$, ${}^{18}\text{Ar}$, ${}^{19}\text{K}$, ${}^{20}\text{Ca}$, ${}^{21}\text{Sc}$, ${}^{35}\text{Br}$, ${}^{36}\text{Kr}$, ${}^{37}\text{Rb}$, ${}^{43}\text{Tc}$, ${}^{44}\text{Ru}$, ${}^{53}\text{I}$, ${}^{54}\text{Xe}$, ${}^{68}\text{Er}$, ${}^{69}\text{Tm}$, ${}^{70}\text{Yb}$, ${}^{71}\text{Lu}$, ${}^{74}\text{W}$, ${}^{75}\text{Re}$, ${}^{76}\text{Os}$, ${}^{77}\text{Ir}$, ${}^{78}\text{Pt}$, ${}^{79}\text{Au}$, ${}^{80}\text{Hg}$, ${}^{82}\text{Pb}$, ${}^{83}\text{Bi}$, ${}^{84}\text{Po}$, ${}^{90}\text{Th}$, ${}^{92}\text{U}$, et ${}^{98}\text{Cf}$), le nombre de mesures est supérieur à deux et inférieur à dix.
- Les cibles les plus exploitées se situent dans la région $22 \leq Z \leq 50$ et comprennent un nombre important d'éléments tels que (${}^{24}\text{Cr}$, ${}^{25}\text{Mn}$, ${}^{26}\text{Fe}$, ${}^{28}\text{Ni}$, ${}^{30}\text{Zn}$, ${}^{40}\text{Zr}$, ${}^{42}\text{Mo}$, ${}^{48}\text{Cd}$ and ${}^{50}\text{Sn}$). Nous avons également observé que deux éléments, ${}^{29}\text{Cu}$ et ${}^{47}\text{Ag}$, possèdent le plus grand nombre de points de données (avec 38 et 34 valeurs de données, respectivement), provenant d'environ 62 publications, représentant 33 % de toutes les références.

La base de données comprend des valeurs expérimentales pour la couche L en fonction du numéro atomique Z . La Figure II.2 offre une visualisation détaillée de ces données, mettant en évidence plusieurs points d'intérêt:

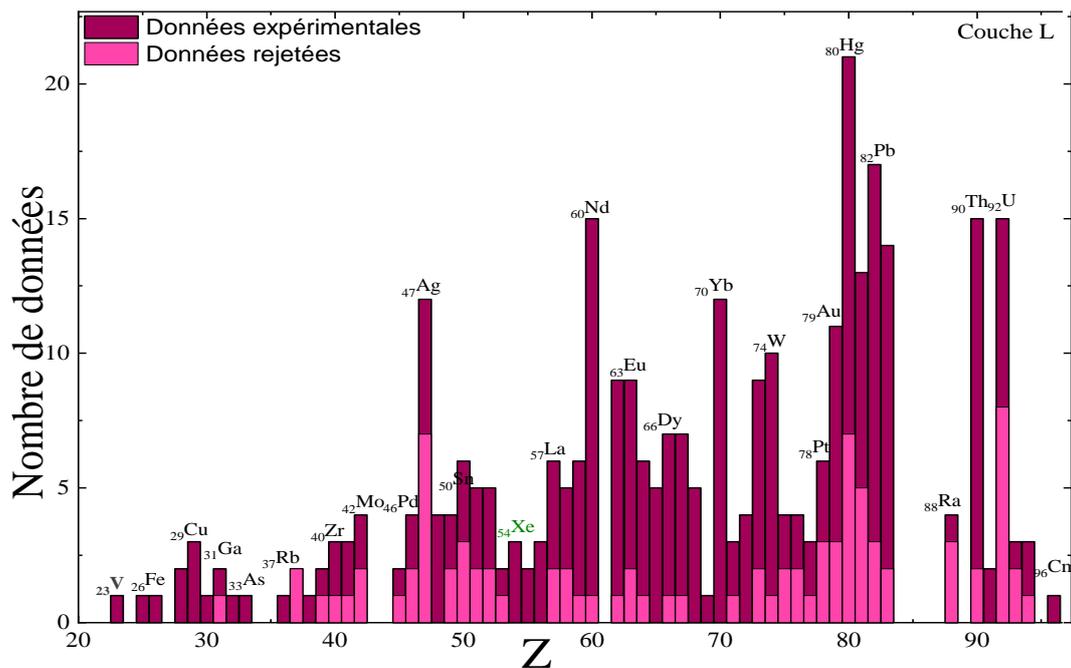


Figure II.2 : Répartition du nombre de ω_L d'expérimentaux en fonction du numéro atomique Z

- L'analyse de la figure II.2 montre que toutes les cibles de ^{23}V à ^{96}Cm sont incluses, à l'exception de quelques éléments sans données disponibles, tels que ^{24}Cr , ^{27}Co , ^{34}Se , ^{35}Br , ^{43}Tc , ^{44}Ru , ^{61}Pm , ^{84}Po , ^{85}At , ^{86}Rn , ^{87}Fr , ^{89}Np et ^{95}Am .
- Certains groupes d'éléments, tels que les lanthanides ($57 \leq Z \leq 71$), les métaux de transition ($42 \leq Z \leq 80$) et les actinides (en particulier $88 \leq Z \leq 94$), présentent une documentation substantielle avec un nombre de valeurs expérimentales compris entre trois et dix, à quelques exceptions près (^{47}Ag , ^{60}Nd , ^{70}Yb).
- Parmi les éléments, l'argent (^{47}Ag), le néodyme (^{60}Nd), le mercure (^{80}Hg), le plomb (^{82}Pb), le thorium (^{90}Th) et l'uranium (^{92}U) se distinguent par le plus grand nombre de données mesurées, avec respectivement 12, 15, 21, 16, 15 et 15 valeurs expérimentales.

La figure II.3 présente la distribution du nombre de points de données pour la couche M en fonction du numéro atomique Z , couvrant la plage $40 \leq Z \leq 92$, et a été obtenue à partir de 15 articles référencés. L'analyse de cette figure nous permet de formuler quelques commentaires significatifs :

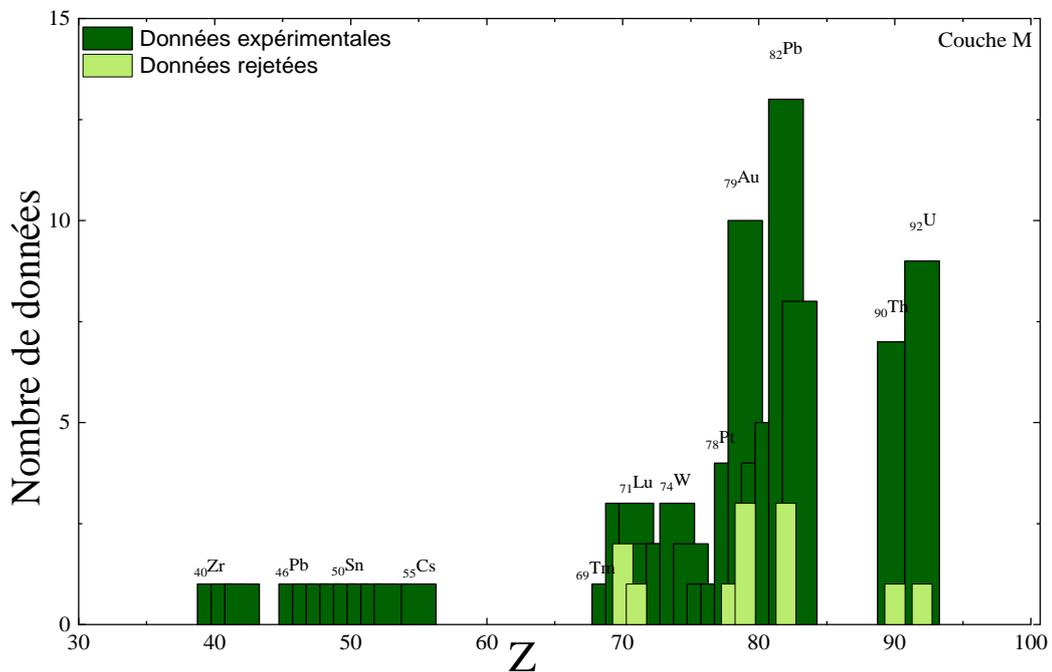


Figure II.3 : Répartition du nombre de ω_M d'expérimentaux en fonction du numéro atomique Z

- Seulement 29 éléments ont des valeurs publiées, et plus de la moitié d'entre eux (15 éléments) ont une seule valeur. Ces éléments comprennent ^{40}Zr , ^{41}Nb , ^{42}Mo , ^{46}Pb , ^{47}Ag , ^{48}Cd , ^{49}In , ^{50}Sn , ^{51}Sb , ^{52}Te , ^{53}I , ^{55}Cs , ^{69}Tm , ^{76}Os et ^{77}Ir .
- Les éléments ^{70}Yb , ^{71}Lu , ^{72}Hf , ^{73}Ta , ^{74}W , ^{75}Re , ^{78}Pt , ^{80}Hg , ^{81}Tl , ^{83}Bi , ^{90}Th , et ^{92}U sont documentés par un nombre variable de valeurs expérimentales, généralement compris entre deux et dix.

Pour la sous-couche ω_{L_1} en fonction du numéro atomique Z ($28 \leq Z \leq 96$) est donné sur la figure II.4. L'examen de la figure nécessite quelques commentaires, à savoir :

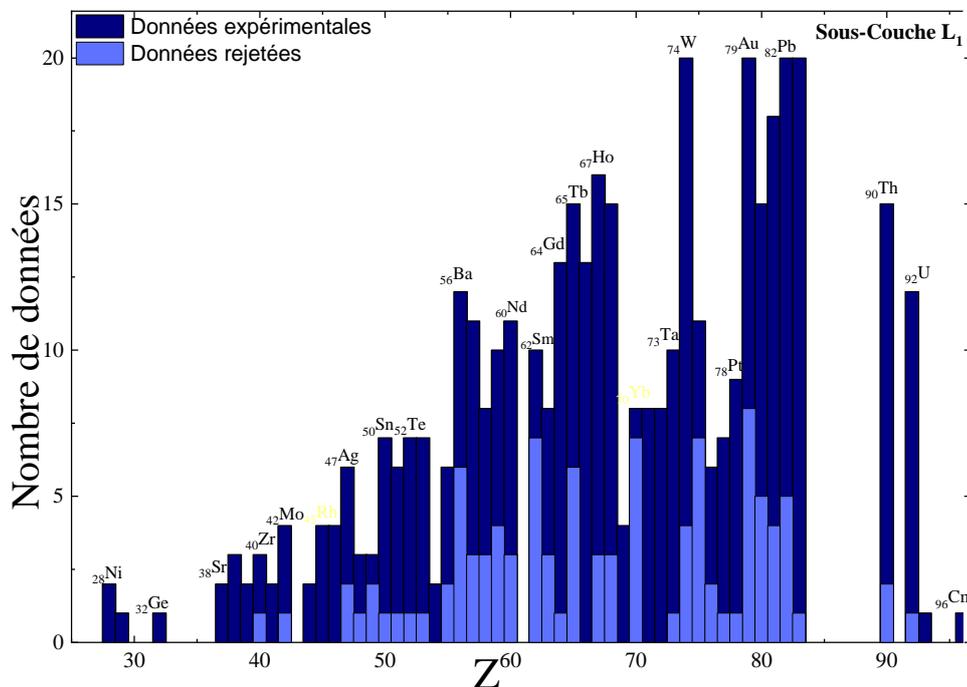


Figure II.4 : Répartition du nombre de ω_{L_1} d'expérimentaux en fonction du numéro atomique Z .

- L'analyse de la figure II.4 révèle que la gamme atomique de ^{28}Ni à ^{96}Cm est presque entièrement couverte, à l'exception de quelques éléments difficiles à manipuler tels que ^{30}Zn , ^{31}Ga , ^{33}As , ^{34}Se , ^{35}Br , ^{36}Kr , ^{43}Tc , ^{61}Pm , ^{84}Po , ^{85}At , ^{86}Rn , ^{87}Fr , ^{88}Ra et ^{89}Ac . De plus, les éléments ^{91}Pa , ^{94}Pu , et ^{95}Am ne sont pas encore signalés en raison de leur nature radioactive ou de leur disponibilité limitée
- Notons également que quatre éléments, à savoir ^{29}Cu , ^{32}Ge , ^{93}Np et ^{96}Pm , sont représentés par une seule valeur, indiquant ainsi une disponibilité limitée de données pour ces éléments spécifiques

- Les cibles les plus étudiées se concentrent principalement dans la plage $64 \leq Z \leq 92$, avec des éléments tels que ^{74}W , ^{79}Au , ^{82}Pb , ^{83}Bi , ^{81}Ti , ^{67}Ho , ^{80}Hg , ^{90}Th , ^{65}Tb , ^{64}Gd , ^{66}Dy , ^{75}Re et ^{92}U . Il est intéressant de noter que les quatre éléments ^{74}W , ^{79}Au , ^{82}Pb et ^{83}Bi présentent 20 valeurs de données, ce qui en fait une source importante de points expérimentaux pour le rendement de fluorescence de la sous-couche L_1 .

Les figures II.5 et II.6 présentent la distribution du nombre de points de données pour les sous-couches L_2 et L_3 en fonction du numéro atomique Z ($23 \leq Z \leq 96$). L'analyse de ces chiffres permet de tirer plusieurs conclusions importantes :

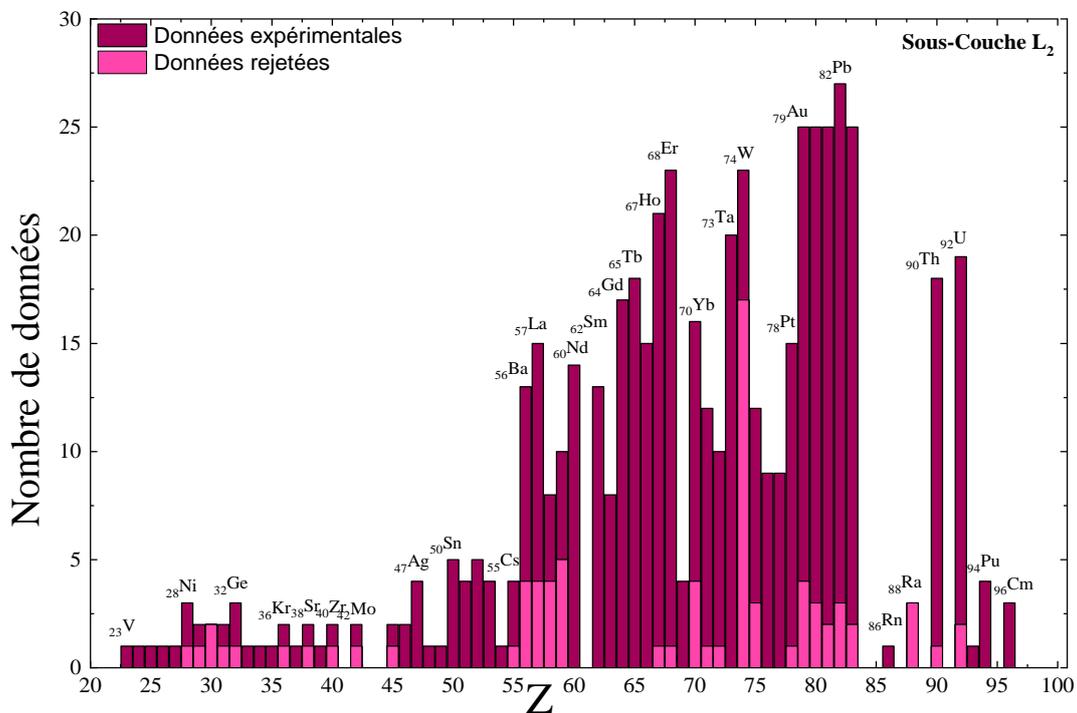


Figure II.5 : Répartition du nombre de ω_{L_2} d'expérimentaux en fonction du numéro atomique Z

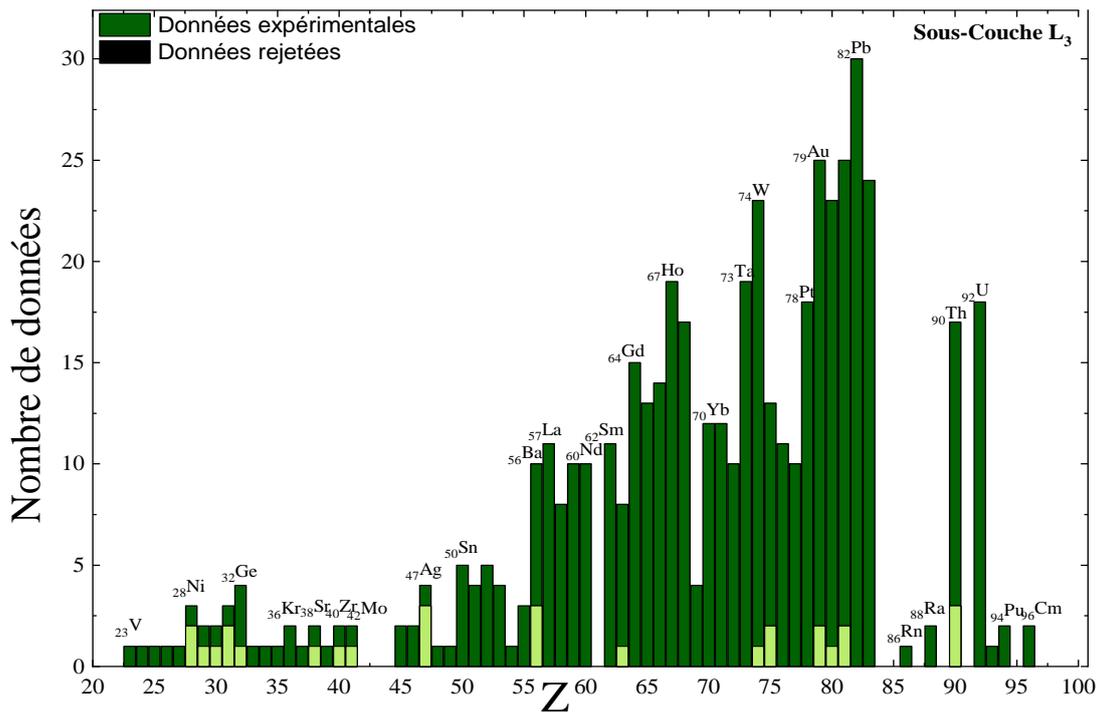


Figure II.6 : Répartition du nombre de ω_{L_3} d'expérimentaux en fonction du numéro atomique Z

- Presque toutes les cibles de ^{23}V à ^{96}Cm sont couvertes, à l'exception de quelques éléments sans données tels que (^{41}Nb (pour ω_{L_2}), ^{42}Mo (pour ω_{L_3}), ^{43}Tc , ^{44}Ru , ^{61}Pm , ^{84}Po , ^{85}At , ^{87}Fr , ^{89}Ac , ^{91}Pa et ^{95}Am).
- Les données pour les éléments de numéro atomique $23 \leq Z \leq 55$ et les trois derniers éléments ont 5 ou moins de deux données.
- Tous les éléments dans la plage $56 \leq Z \leq 92$ ont 10 données ou plus, à l'exception des éléments (^{58}Ce , ^{63}Ed , ^{69}Tm , ^{86}Rn , ^{88}Ra) et (^{76}Os , ^{77}Ir pour seulement ω_{L_2} qui ont neuf données ou moins). De plus, la cible la plus exploitée est ^{82}Pb avec 27 valeurs de données pour ω_{L_2} et 30 valeurs de données pour ω_{L_3} .

Afin de connaître le nombre de publications pour chaque année, nous avons dessiné des graphiques de numéros d'articles avec des données expérimentales, selon les années de publication des articles originaux (1934-2023 pour les trois couches K , L et M , (1955-2023)

pour les trois sous couches L_1 , L_2 et L_3). Comme le montrent ces chiffres. L'analyse de figure II.7 nous permet de conclure que :

- Tous les articles de la couche K ont été publiés entre 1934 et 2023. Au cours des deux premières décennies après 1934, il n'y a eu que deux publications : Lay (1934) et Stephenson (1937). Au cours des décennies 1951-2000, la fréquence des mesures a lentement diminué ; 296 points de données ont été publiés (en moyenne 8 par an), sans aucune donnée publiée en 1954, 1966, 1974, 1975, 1995, 1996 et 1999. Cependant, au cours des deux dernières décennies, le nombre moyen de mesures expérimentales du rendement de fluorescence a augmenté de façon exponentielle, environ 18 par an, avec 49% d'entre eux publiés sur trois ans (2002, 2007 et 2013), atteignant un maximum en 2013 (117 points de données), principalement dû aux travaux de Demir and Şahin (2013) avec 76 valeurs, et de Sripathi and Balakrishna (2013) avec 23 valeurs.

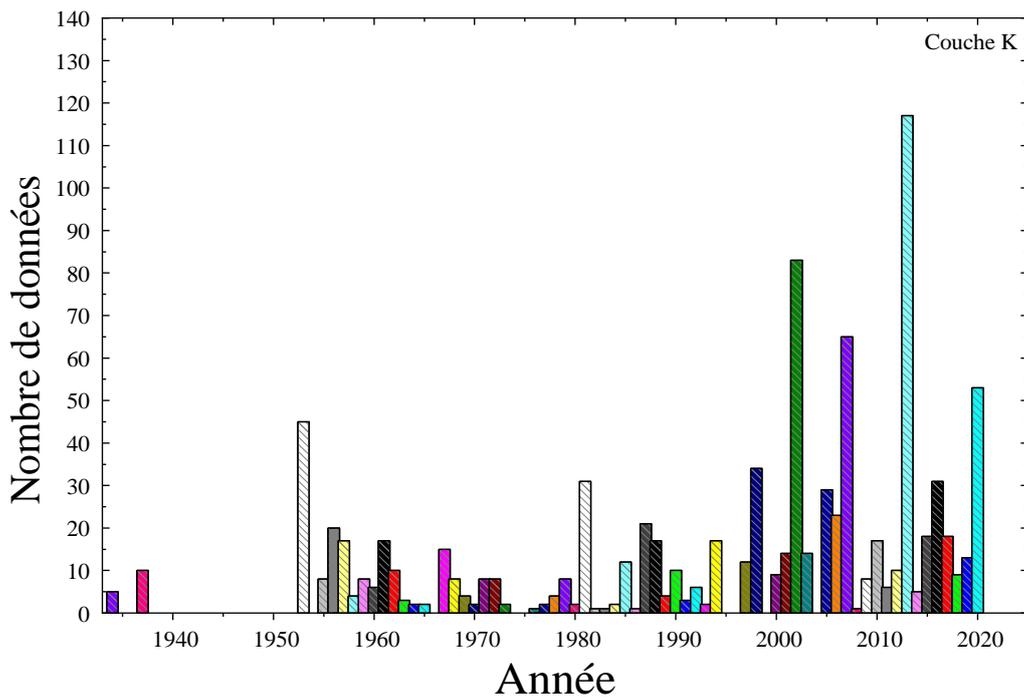


Figure II.7 : Histogramme des données pour ω_K expérimental. Les lignes verticales indiquent le nombre annuel de rendements de fluorescence publiés, tels que compilés dans ce travail.

- Pour la couche L (figure II.8), les articles ont été publiés entre 1934 et 2023. Au cours des décennies 1934-2000, le nombre de mesures a augmenté lentement : 249 points de données ont été publiés (en moyenne 6 par an), et dans les années 1970, 1971, 1974, 1975, 1976, 1978, 1982, 1984, 1987, 1988 et 1989, aucune nouvelle valeur n'a été

publiée, avec un maximum en 1990 (47 points de données) dû aux travaux de Singh *et al.* (1990), Mann *et al.* (1990a). Au cours des décennies 2000-2020, le nombre de mesures a diminué (22 % de toutes les publications), sans aucune donnée publiée en 2001, 2005, 2006, 2011, 2014, 2016, 2017, 2018 et 2019. En 2020, il n'y a qu'une seule valeur publiée par Ménesguen and Lépy (2020) pour ${}_{64}\text{Gd}$.

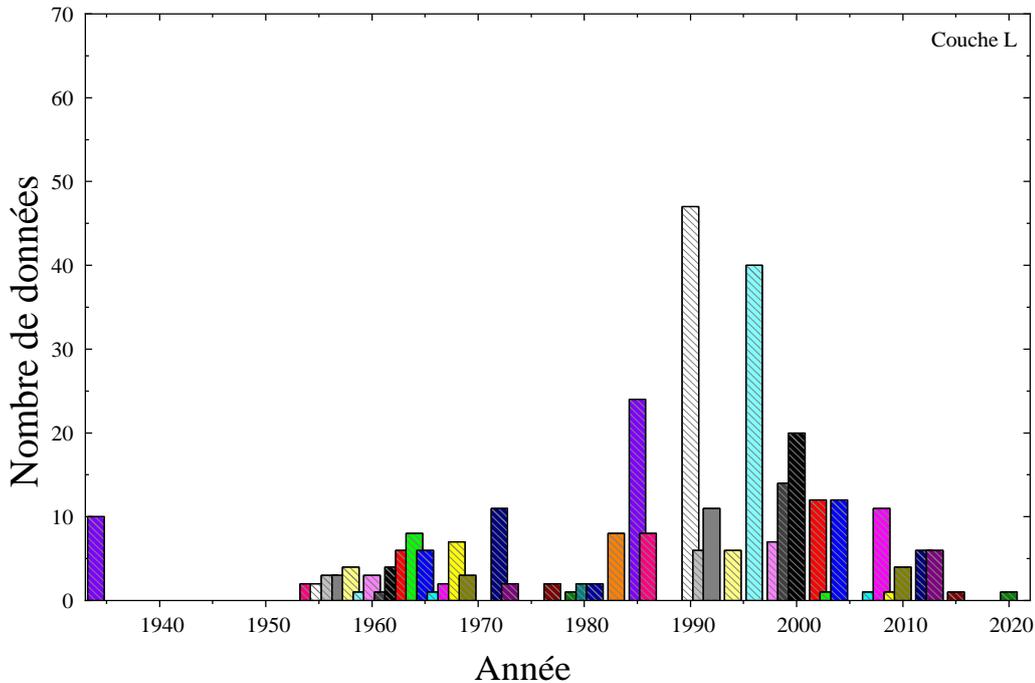


Figure II.8 : Histogramme des données pour ω_L expérimental. Les lignes verticales indiquent le nombre annuel de rendements de fluorescence publiés, tels que compilés dans ce travail.

- Pour la couche M (figure II.9), le nombre de mesures expérimentales et le nombre d'éléments sont nettement inférieurs, puisqu'ils ont atteint environ 91 valeurs et 29 éléments seulement au cours de la période 1934-2023. En 1934, Lay (1934) n'a publié qu'une seule valeur pour ${}_{92}\text{U}$. Au cours des décennies 1950 à 2000, 47 points de données ont été publiés au cours des dix années (1955, 1968, 1982, 1984, 1990, 1991, 1992, 1993, 1995 et 1996), avec un maximum en 1996 (15 points de données). Au cours des vingt dernières années, 43 données ont été publiées par Durak and Özdemir (2001), Ertuğrul (2002a), Şahin *et al.* (2004), Apaydin *et al.* (2005) Aylikci *et al.* (2018), avec respectivement 11, 12, 8, 11 et 1 points de données expérimentales.

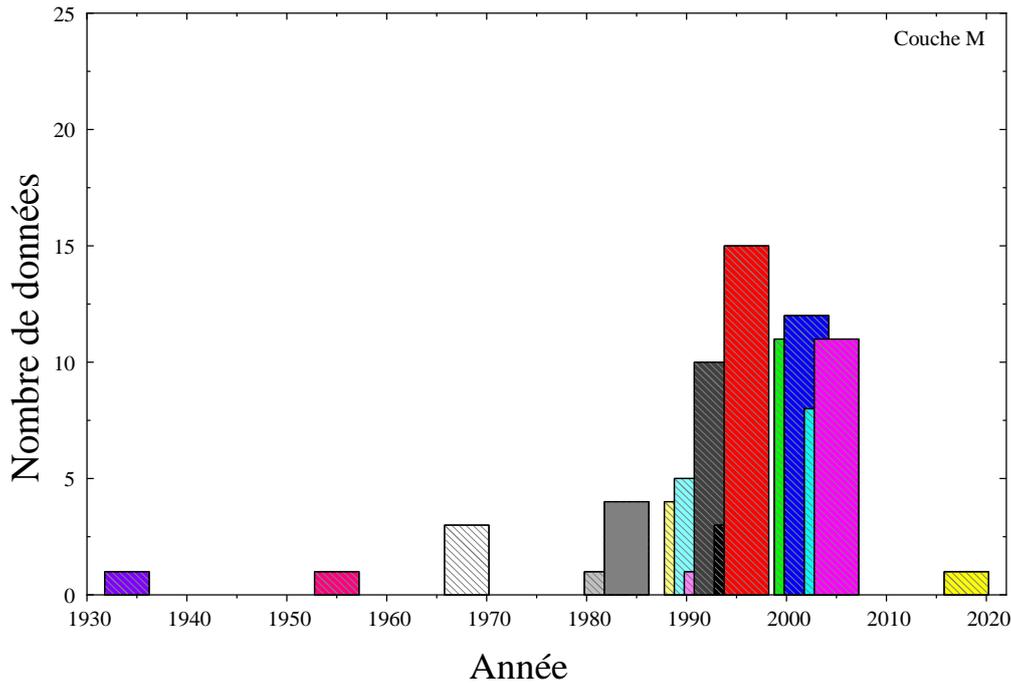


Figure II.9 : Histogramme des données pour ω_M expérimental. Les lignes verticales indiquent le nombre annuel de rendements de fluorescence publiés, tels que compilés dans ce travail.

- La figure II.10 montre l'histogramme des données pour ω_{L_1} , la période entre 1955 et 1969, il n'y a qu'un seul article par année de 1955, 1959, 1961 et 1963 et trois articles depuis 1969. Au cours des trois dernières décennies du siècle dernier, le nombre de mesures a augmenté lentement et par intermittence (publiées seulement en 16 ans sur 30 ans) ; 90 points de données ont été publiés (en moyenne trois par an), sans aucune donnée publiée en 1971, 1976, 1979, 1980, 1983, 1984, 1986, 1987, 1989, 1990, 1993, 1995, 1996 et 1997. Cependant, dans le passé, en vingt ans, le nombre de publications a considérablement augmenté, avec la moitié du nombre total de publications publiées sur cette période (environ 11 par an, soit 49% de toutes les publications), sans aucune donnée publiée au cours des trois années 2009, 2013 et 2019, Le maximum de publications en 2015 (128 points de données), principalement dû aux travaux d'Aylikci *et al.* (2015) avec 127 valeurs.

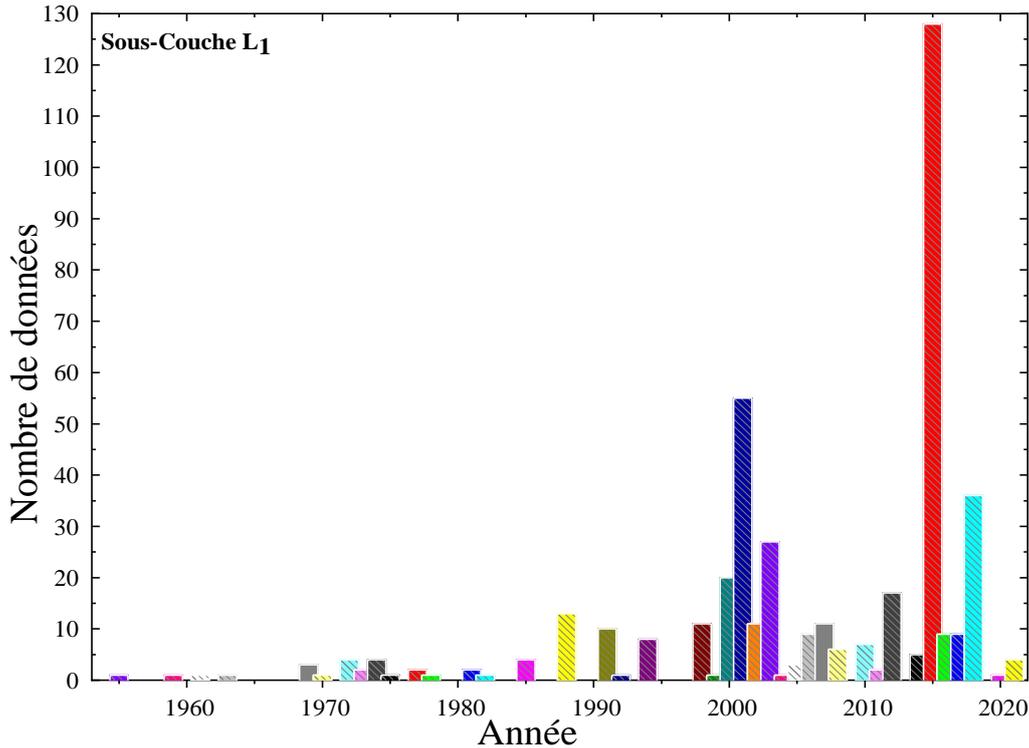


Figure II.10 : Histogramme des données pour ω_{L_1} expérimental. Les lignes verticales indiquent le nombre annuel de rendements de fluorescence publiés, tels que compilés dans ce travail.

- Pour le nombre de points de données expérimentaux de production de fluorescence, pour les sous-couches ω_{L_2} et ω_{L_3} en fonction des années, il a été représenté respectivement aux figures II.11 et II.12. Dans la première période de publication, qui s'étend de 1955 à 1970, le nombre de mesures développées est fluctuant ; 52 points de données pour la sous-couche ω_{L_2} et 50 points de données pour la sous-couche ω_{L_3} ont été publiés (en moyenne trois par an), et dans les années 1956, 1957, 1958 (pour ω_{L_2}), 1960 et 1961 (pour ω_{L_3}), 1962, 1966 et 1967 de nouvelles valeurs ont été publiées. Au cours des trois décennies précédant 2001, le nombre de mesures a augmenté de manière constante et significative ; environ 12 valeurs ont été publiées (en moyenne quatre par an), sans aucune donnée publiée en 1976 (pour ω_{L_3}), 1978, 1979, 1980 et 1983 (pour ω_{L_2}), 1984, 1986, 1987, 1989, 1990, 1993, 1994 (pour ω_{L_2}), 1995, 1996 et 1997.

Au cours des 20 dernières années, 69 % de toutes les publications ont été publiées sur cette courte période (environ 18 valeurs par an), publiées régulièrement toutes les années sauf les deux années 2013 et 2019 pour la sous-couche ω_{L_2} et trois années 2008, 2013 et 2019 pour la sous-couche ω_{L_3} , avec un maximum en 2015 par Aylikci *et al.* (2015).

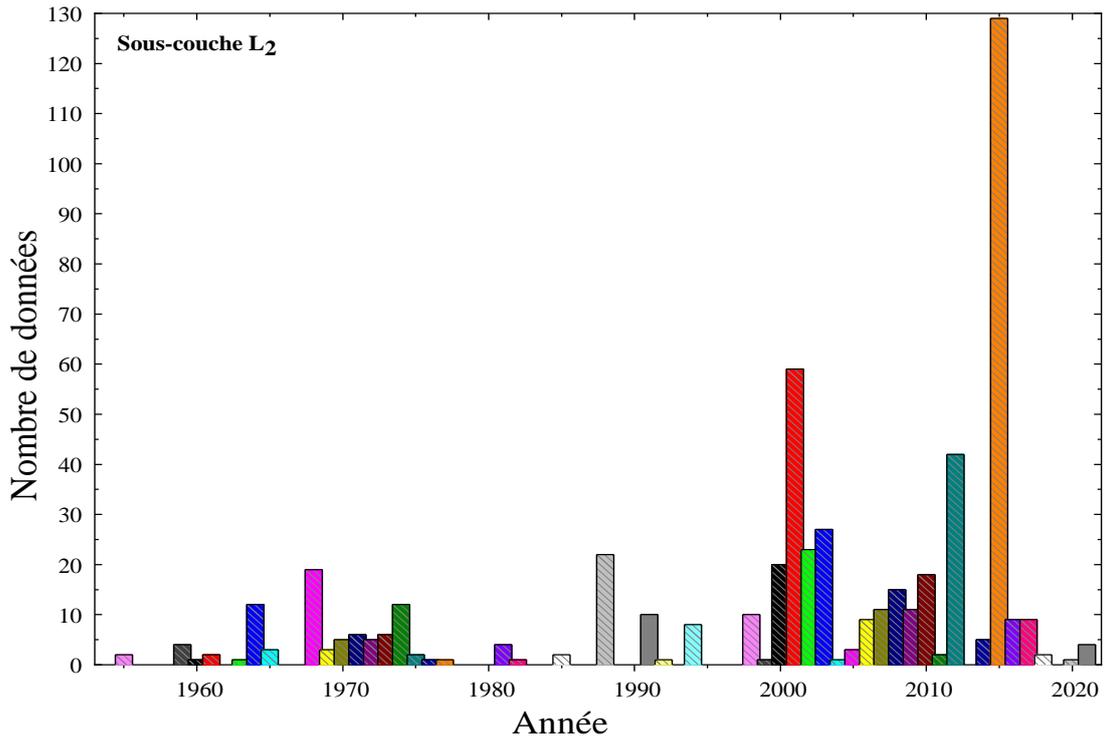


Figure II.11 : Histogramme des données pour ω_{L_2} expérimental. Les lignes verticales indiquent le nombre annuel de rendements de fluorescence publiés, tels que compilés dans ce travail.

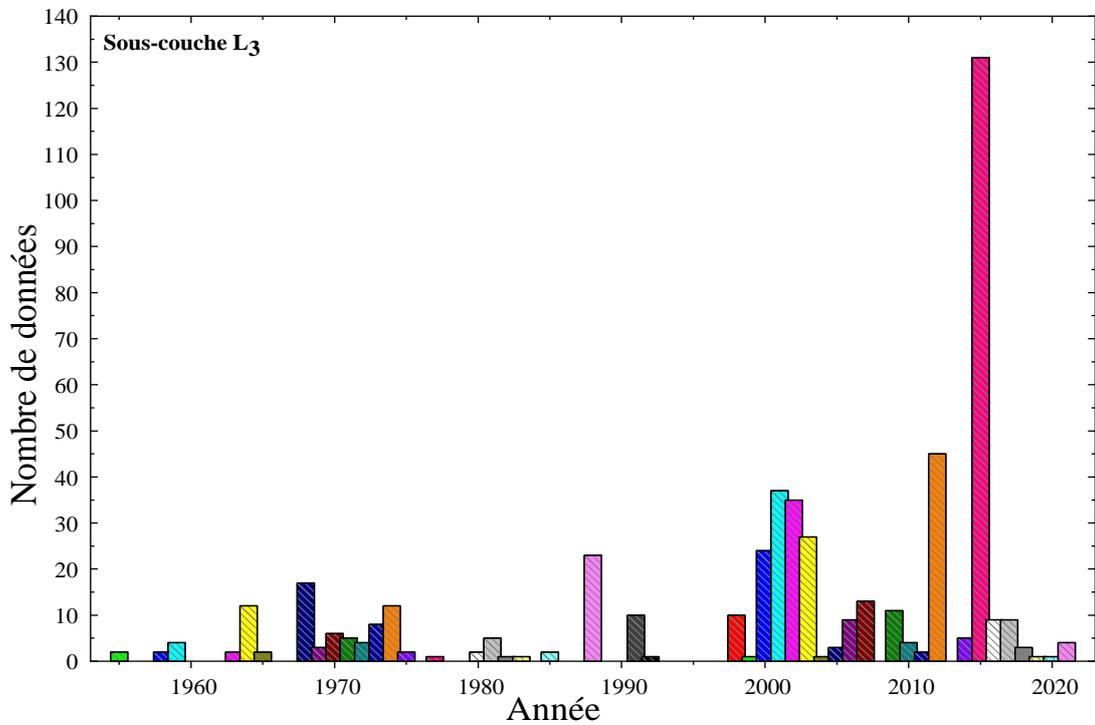


Figure II.12 : Histogramme des données pour ω_{L_3} expérimental. Les lignes verticales indiquent le nombre annuel de rendements de fluorescence publiés, tels que compilés dans ce travail.

CHPITRE 03 :

**Calcul des rendements de fluorescence
des couches K , L et M
et sous-couches L_1 , L_2 et L_3**

1. Introduction

Dans ce chapitre, nous proposons pour la méthode semi-empirique deux interpolations : la fonction analytique $[\omega_{WR}/(1 - \omega_{WR})]^{1/4}$ en fonction du numéro atomique Z , et le rapport d'interpolation $S = \omega_{EXP}/\omega_{WR}$ en fonction du numéro atomique Z . Cette méthode est l'une des nombreuses méthodes utilisées par les chercheurs pour calculer les valeurs des rendements de fluorescence. La première relation utilisée pour l'approximation des rendements de fluorescence de la couche K en fonction de Z a été donnée par Wentzel (1927) $\left(\omega_K = \frac{bZ^4}{1 + bZ^4}\right)$. Dans cette thèse, nous mettons en évidence l'évolution des valeurs expérimentales des rendements de fluorescence publiées entre 1934 et 2023 pour une large gamme d'éléments. Ces valeurs ont été étudiées dans le deuxième chapitre de ce manuscrit afin de comprendre la structure complexe des couches K , L et M , ainsi que des sous-couches L_i , nécessaires à divers domaines d'application tels que la radioprotection, l'atténuation et la dosimétrie. Dans ce chapitre, nous avons calculé de nouvelles valeurs selon la méthode semi-empirique, et les résultats obtenus ont été rapportés dans un tableau et comparés aux travaux d'autres auteurs «théoriques, expérimentaux, et semi-expérimentaux». Backhurst (1936) a utilisé la même formule pour déduire des valeurs empiriques avec : $b = 1.035 \times 10^{-6}$. Des relations similaires ont été utilisées par Arends (1935) et Gray (1956), qui ont ajusté la quantité $\left(\frac{\omega_K}{1 - \omega_K}\right)^{\frac{1}{4}} = B_1Z + B_2Z^5$. Une modification a été apportée par Haas (1933), en utilisant différents exposants, $\left(\frac{\omega_K}{1 - \omega_K}\right)^{\frac{1}{4}} = B_0 + B_1Z$. Une autre modification de cette formule a été proposée par Burhop (1955), pour permettre le dépistage et les effets relativistes, $\left(\frac{\omega_K}{1 - \omega_K}\right)^{\frac{1}{4}} = \alpha + \beta Z + \gamma Z^3$. Laberrigue-Frolow (1956), Hagedoorn (1960), Bailey and Swedlund (1967), Grotheer *et al.*, (1969), et Bambynek *et al.*, (1972) ont utilisé la même formule. Bailey and Swedlund (1967), ainsi que Grotheer *et al.*, (1969), ont proposé la même formule mais avec un exposant 1/3 dans le membre de gauche, c'est-à-dire : $\left(\frac{\omega_K}{1 - \omega_K}\right)^{\frac{1}{3}} = \alpha + \beta Z + \gamma Z^3$. Dans une autre étude, Grotheer *et al.*, (1969) ont calculé les valeurs d'ajustement en utilisant l'exposant 1/3.5, $\left(\frac{\omega_K}{1 - \omega_K}\right)^{\frac{1}{3.5}} = \alpha + \beta Z + \gamma Z^3$, alors que Poehn *et al.*, (1985) ont proposé un polynôme simple du quatrième $\omega_K = a + bZ + cZ^2 + dZ^3 + eZ^4$ pour calculer les rendements de fluorescence de la couche K. Broll (1986) a utilisé la formule proposée par Wentzel, $\omega_K = (1 + a / Z^4)^{-1}$. Hubbell *et al.*, (1994) ont utilisé le polynôme $\sum_n a_n Z^n$ pour

calculer les rendements de fluorescence de la couche K . Kahoul *et al.*, (2011) ont présenté les rendements empiriques de fluorescence de la couche K en utilisant la quantité $\left(\frac{\omega_K}{1-\omega_K}\right)^{\frac{1}{q}}$ (où $q = 3, 3.5$ et 4) par rapport à Z , pour s'adapter aux paramètres expérimentaux disponibles. La formule $\left(\frac{\omega_K}{1-\omega_K}\right)^{\frac{1}{4}} = \sum_{n=0}^3 b_n Z^n$ donne une meilleure représentation des données expérimentales. En 2012, Kahoul *et al.* (2012) ont déduit les rendements empiriques de fluorescence de la couche K à partir d'ajustements polynomiaux aux valeurs moyennes pondérées et non pondérées de toutes les valeurs expérimentales publiées de 1960 à 2011. Dogan *et al.*, (2013) ont également utilisé la même relation pour en déduire une valeur empirique. Les rendements empiriques de fluorescence de la couche K ont été calculés à partir des valeurs expérimentales disponibles par Kup-Aylikci *et al.*, (2011) et Aylikci *et al.*, (2015), en utilisant la même formule. En 2015, Daoudi *et al.*, (2015) ont interpolé toutes les données expérimentales publiées jusqu'à cette époque en utilisant des fonctions analytiques du numéro atomique Z pour en déduire les rendements empiriques moyens de fluorescence de la couche K .

Pour obtenir une approximation des rendements de fluorescence de la couche L en fonction de Z , Mitchell and Barfoot (1981) ont utilisé la formule bien connue $(\omega_L/(1 - \omega_L))^{1/4} = \sum_{i=1}^3 b_i Z^i$ pour calculer les rendements moyens de fluorescence de la couche L . Cohen (1987) a utilisé la même formule et de meilleurs ensembles de données disponibles pour produire un ensemble cohérent et fiable de rendements moyens de fluorescence de la couche L . Hubbell *et al.*, (1994) ont ajusté les rendements moyens mesurés de fluorescence de la couche L par la méthode des moindres carrés, en utilisant des polynômes dans Z de la forme $\sum_n a_n Z^n$. Bendjedi *et al.*, (2015) ont utilisé le rapport entre la section efficace empirique de production de rayons X et la section efficace d'ionisation $\sigma_{emp}^X/\sigma_{emp}^I$ par impact de proton et la formule $(\omega_L/(1 - \omega_L))^{1/4} = a + bZ$ pour déduire les rendements empiriques moyens de fluorescence de la couche L . Récemment, Sahnoune *et al.*, (2020) ont utilisé la fonction analytique $(\omega_L/(1 - \omega_L))^{1/4} = BZ$ pour calculer des valeurs empiriques. Concernant les rendements de fluorescence de la couche M , Burhop (1955) a interpolé les données expérimentales disponibles en utilisant l'équation $(\omega_M = 1.29 \times 10^{-9}(Z - \sigma)^4)$, où $\sigma = 13$ est la constante de criblage, pour en déduire les rendements empiriques moyens de fluorescence de la couche M . Hubbell (1989) a proposé la relation $\omega_M = 1.29 \times 10^{-9}(Z - 13)^4$ pour déterminer les rendements moyens de fluorescence de la couche M . Hubbell *et al.*, (1994) ont ajusté, par les moindres carrés, les rendements moyens mesurés de fluorescence de

la couche M publiés au cours de la période 1978-1993, en utilisant des polynômes dans Z de la formule $\sum_n a_n Z^n$ pour déterminer les rendements ω_M pour les éléments avec $71 \leq Z \leq 92$. Kahoul *et al.*, (2014) ont interpolé les valeurs moyennes pondérées et non pondérées des données expérimentales, en utilisant la fonction analytique $(\omega_M/(1 - \omega_M))^{1/4}$ en fonction du numéro atomique Z pour en déduire la moyenne empirique des rendements de fluorescence de la couche M . Dans le même article, ils ont également utilisé la célèbre formule $\omega_M = A(Z - 13)^4$ pour généraliser le rendement moyen de fluorescence de la couche M . Le même groupe de recherche Khalfallah *et al.*, (2015), et en utilisant les valeurs moyennes pondérées et non pondérées des rendements expérimentaux moyens de fluorescence de la couche M , a rapporté la littérature couvrant la période de 1955 à 2005, et les valeurs théoriques basées sur les calculs non-relativistes Hartree – Fock – Slater (HFS) de McGuire (1972), pour produire de bonnes estimations des valeurs semi-empiriques pour les éléments compris dans la plage $70 \leq Z \leq 92$. Les valeurs semi-empiriques des rendements de fluorescence des sous-couches K, L et M ont été déterminées (pendant notre travail de thèse) pour les éléments dans la gamme atomique de $4 \leq Z \leq 99$ pour la couche K , $23 \leq Z \leq 96$ pour la couche L et $40 \leq Z \leq 92$ pour la couche M (Meddouh *et al.*, 2022).

En ce qui concerne les trois sous-couches, Broll (1986) a proposé la formule empirique $\omega_{L_3} = (1 + b/Z^4)^{-1}$ pour les éléments avec $30 \leq Z \leq 90$. Ici, b a été pris comme $b = 9 \times 10^7$ pour $30 \leq Z \leq 70$ et $b = (9 - 0.1 \times (Z - 70)) \times 10^7$ pour $70 \leq Z \leq 90$. Poehn *et al.*, (1985) ont proposé le polynôme simple suivant $\omega_{L_3} = -1.983 + 0.1432 \times Z - 3.842 \times 10^{-3} Z^2 + 4.578 \times 10^{-5} Z^3 - 1.959 \times 10^{-7} Z^4$ pour calculer les rendements de fluorescence de la sous-couche L_3 pour les éléments compris dans la plage $38 \leq Z \leq 78$. Dans un article récent, Aylikçi *et al.*, (2015), notre groupe de recherche a présenté la transition Coster-Kronig semi-empirique et empirique de la sous-couche L (f_{12}, f_{13}, f_{23}) et les valeurs de rendement de fluorescence ($\omega_{L_i}, i = 1, 2, 3$) pour les éléments de numéro atomique $50 \leq Z \leq 92$. Sahnoune *et al.*, (2016) ont déterminé les rendements empiriques de fluorescence de la sous-couche L_i pour les éléments compris dans la plage $40 \leq Z \leq 96$ pour ω_{L_1} et ω_{L_2} et dans la plage $23 \leq Z \leq 96$ pour ω_{L_3} en utilisant une interpolation de la fameuse fonction analytique $[\omega_{L_i-W}/(1 - \omega_{L_i-W})]^{1/4}$.

Tableau III.1 récapitule toutes les formules analytiques (empiriques et semi-empiriques) utilisées pour calculer les rendements de fluorescence des couches K, L et M , ainsi que des sous-couches L_i , publiées entre 1927 et 2023

Tableau III.1 : résumé des formules analytiques (empiriques et semi-empiriques) utilisées pour le calcul des rendements de fluorescence des couches K , L et M et sous-couches L_i publiées sur la période de 1927 à 2023.

Couche	Les formules empirique et semi-empirique	La constante d'interpolation	Z	Auteurs
K	$(\omega_K/(1 - \omega_K))^{1/4} = BZ$	$B = 0.0316$		(Wentzel, 1927)
	$(\omega_K/(1 - \omega_K))^{1/4} = B_0 + B_1Z$	$B_0 = -0.0334$ $B_1 = 0.0334$	$12 \leq Z \leq 24$	(Haas, 1932)
	$(\omega_K/(1 - \omega_K))^{1/4} = B_1Z + B_2Z^5$	$B_1 = 0.0558$ $B_2 = -6.05 \times 10^{-10}$	$26 \leq Z \leq 50$	(Arends, 1935)
	$(\omega_K/(1 - \omega_K))^{1/4} = BZ$	$B=0.0318$	$25 \leq Z \leq 50$	(Backhurst, 1936)
	$(\omega_K/(1 - \omega_K))^{1/4} = B_1Z + B_2Z^5$	$B_1 = 0.0316$ $B_2 = -1.61 \times 10^{-10}$	^{70}Yb , ^{84}Po , ^{92}U	(Gray, 1956)
	$(\omega_K/(1 - \omega_K))^{1/4} = \alpha + \beta Z + \gamma Z^3$	$\alpha = -0.044$ $\beta = 0.0346$ $\gamma = -1.35 \times 10^{-6}$	$10 \leq Z \leq 80$	(Burhop, 1955)
	$(\omega_K/(1 - \omega_K))^{1/4} = \alpha + \beta Z + \gamma Z^3$	$\alpha = -0.0217$ $\beta = 0.03318$ $\gamma = -1.14 \times 10^{-6}$		(Laberrigue-Frolow, 1956)
	$(\omega_K/(1 - \omega_K))^{1/4} = \alpha + \beta Z + \gamma Z^3$	$\alpha = -0.064$ $\beta = 0.0340$ $\gamma = -1.03 \times 10^{-6}$	^{22}Ti , ^{24}Cr , ^{27}Co , ^{30}Zn , ^{38}Sr .	(Hagedoorn, 1960)
	$(\omega_K/(1 - \omega_K))^{1/4} = \alpha + \beta Z + \gamma Z^3$	$\alpha = 0.0408$ $\beta = 0.0315$ $\gamma = 0.828 \times 10^{-6}$	$13 \leq Z \leq 27$	(Bailey and Swedlund, 1967)
	$(\omega_K/(1 - \omega_K))^{1/4} = \alpha + \beta Z + \gamma Z^3$	$\alpha = 0.1268$ $\beta = 0.02749$ $\gamma = -6.577 \times 10^{-8}$	Rb, Sr	(Grotheer <i>et al.</i> , 1969)
	$(\omega_K/(1 - \omega_K))^{1/4} = \alpha + \beta Z + \gamma Z^3$	$\alpha = -0.015$ $\beta = 0.0327$ $\gamma = -0.64 \times 10^{-6}$	$14 \leq Z \leq 92$	(Bambyneket <i>et al.</i> , 1972)
	$(\omega_K/(1 - \omega_K))^{1/3} = \alpha + \beta Z + \gamma Z^3$	$\alpha = -0.1019$ $\beta = 0.03377$ $\gamma = 1.177 \times 10^{-6}$	$13 \leq Z \leq 27$	(Bailey and Swedlund, 1967)
	$(\omega_K/(1 - \omega_K))^{1/3} = \alpha + \beta Z + \gamma Z^3$	$\alpha = -0.1019$ $\beta = 0.03821$ $\gamma = -7.156 \times 10^{-8}$	^{37}Rb , ^{38}Sr	(Grotheer <i>et al.</i> , 1969)
	$(\omega_K/(1 - \omega_K))^{1/3} = A + BZ + CZ^3$	$A = -0.1624$ $B = 0.03821$ $C = -7.156 \times 10^{-8}$	$5 \leq Z \leq 90$	(Grotheer <i>et al.</i> , 1969)
	$(\omega_K/(1 - \omega_K))^{1/4} = A + BZ + CZ^3$	$A = 0.1268$ $B = 0.02743$ $C = -6.577 \times 10^{-8}$		
	$(\omega_K/(1 - \omega_K))^{1/4} = a + bZ + cZ^3 + dZ^4$	$a = 0.08502$ $b = -0.01548$ $c = 5.677 \times 10^{-4}$ $d = 3.147 \times 10^{-5}$	$12 \leq Z \leq 42$	(Poehn <i>et al.</i> , 1985)
	$\omega_K = (1 + a/Z^4)^{-1}$	$a = 0.8 \times 10^6$	$11 \leq Z \leq 30$	(Broll, 1986)
		$a = (0.8 + 0.01 \times (Z - 30)) \times 10^6$	$30 \leq Z \leq 70$	
	$(\omega_K/(1 - \omega_K))^{1/4} = \sum_n a_n Z^n$	$a_0 = 0.1434$ $a_1 = -0.025606$ $a_2 = 1.3163 \times 10^{-3}$	$11 \leq Z \leq 19$	(Hubbell <i>et al.</i> , 1994)

	$a_0 = -0.76388$ $a_1 = 0.05407$ $a_2 = -4.0544 \times 10^{-4}$ $a_3 = -1.4348 \times 10^{-6}$ $a_4 = -8252 \times 10^{-8}$	$20 \leq Z \leq 99$	
$\omega_K = \omega_{max}(Z^n / (k^n + Z^n))$	$\omega_{max} = 0.985$ $k = 30.896$ $n = 3.847$	$6 \leq Z \leq 99$	(Kahoul <i>et al.</i> , 2011)
$(\omega_K / (1 - \omega_K))^{1/4} = \sum_{n=0}^3 a_n Z^n$	$a_0 = 0.024$ $a_1 = 0.030$ $a_2 = 1.081 \times 10^{-4}$ $a_4 = -1.674 \times 10^{-6}$		
$(\omega_K / (1 - \omega_K))^{1/3} = \sum_{n=0}^3 b_n Z^n$	$b_0 = 9.307$ $b_1 = 0.017$ $b_2 = 6.080 \times 10^{-4}$ $b_3 = -2.806 \times 10^{-6}$		
$(\omega_K / (1 - \omega_K))^{1/3.5} = \sum_{n=0}^3 c_n Z^n$	$c_0 = -0.002$ $c_1 = 0.025$ $c_2 = 2.945 \times 10^{-4}$ $c_3 = -2.806 \times 10^{-6}$		
$(\omega_K / (1 - \omega_K))^{1/4} = \sum_{n=0}^3 b_n Z^n$	$b_0 = -0.79622$ $b_1 = 0.13934$ $b_2 = -0.0046$ $b_3 = 6.41077 \times 10^{-5}$	$23 \leq Z \leq 30$	(KupAylikci <i>et al.</i> , 2011)
$\omega_K = R \times (\omega_K)_{Krause}$ With: $R = \sum_{n=0}^3 a_n Z^n$	$a_0 = 2.11954$ $a_1 = 0.3559$ $a_2 = -0.01342$ $a_3 = 1.67184 \times 10^{-4}$		
$(\omega_{K-W} / (1 - \omega_{K-W}))^{1/4} = \sum_{n=0}^3 b_n Z^n$	$b_0 = 1.60163$ $b_1 = -0.29875$ $b_2 = 0.02241$ $b_3 = -4.92221 \times 10^{-4}$	$11 \leq Z \leq 20$	(Kahoul <i>et al.</i> , 2012)
	$b_0 = -0.17511$ $b_1 = 0.05177$ $b_2 = -6.4788 \times 10^{-4}$ $b_3 = 6.25318 \times 10^{-6}$	$21 \leq Z \leq 50$	
	$b_0 = 0.59013$ $b_1 = 0.02214$ $b_2 = -2.90802 \times 10^{-5}$ $b_3 = 0$	$51 \leq Z \leq 99$	
$(\omega_{K-UNW} / (1 - \omega_{K-UNW}))^{1/4} = \sum_{n=0}^3 b_n Z^n$	$b_0 = 0.910477$ $b_1 = -0.149547$ $b_2 = 0.01207$ $b_3 = -2.586567 \times 10^{-4}$	$11 \leq Z \leq 20$	
	$b_0 = -0.269197$ $b_1 = 0.062387$ $b_2 = -0.001017 \times 10^{-4}$ $b_3 = 1.011797 \times 10^{-5}$	$21 \leq Z \leq 50$	
	$b_0 = 0.377417$ $b_1 = 0.027657$ $b_2 = -5.865777 \times 10^{-5}$ $b_3 = 0$	$51 \leq Z \leq 99$	
$(\omega_K / (1 - \omega_K))^{1/4} = \sum_{n=0}^3 b_n Z^n$	$b_0 = -0.79622$ $b_1 = 0.13934$ $b_2 = -0.0046$ $b_3 = 6.41077 \times 10^{-5}$	$23 \leq Z \leq 30$	(Dogan <i>et al.</i> , 2013)

	$\omega_{K-W} = (F_W^4(Z)/(1 - F_W^4(Z)))$ With: $F_W(Z) = \sum_n a_n Z^n$	$a_0 = 2.85044$ $a_1 = -0.26836$ $a_2 = 0.01044$ $a_3 = 1.19809 \times 10^{-4}$		
	$\omega_{K-UNW} = (F_{UNW}^4(Z)/(1 - F_{UNW}^4(Z)))$ With: $F_{UNW}(Z) = \sum_n a_n Z^n$	$b_0 = 3.02035$ $b_1 = 0.29977$ $b_2 = 0.01214$ $b_3 = 1.47634 \times 10^{-4}$	$21 \leq Z \leq 30$	(Aylikci <i>et al.</i> , 2015)
	$\omega_K = S \times (\omega_K)_{Krause}$ With: $S = \sum_{n=0}^3 a_n Z^n$	$a_0 = 15.40594$ $a_1 = 1.70405$ $a_2 = 0.06749$ $a_3 = 8.88754 \times 10^{-4}$		
	$\omega_K = R \times (\omega_K)_{Krause}$ With: $R = \sum_{n=0}^3 b_n Z^n$	$b_0 = 11.00014$ $b_1 = 1.15684 Z$ $b_2 = 0.04489$ $b_3 = 5.78808 \times 10^{-4}$		
	$(\omega_K/(1 - \omega_K))^{1/4} = \sum_{n=0}^3 b_n Z^n$	$b_0 = 0.04039$ $b_1 = 0.02048$ $b_2 = 0.00104$ $b_3 = -2.53379 \times 10^{-4}$	$3 \leq Z \leq 20$	
		$b_0 = -0.12024$ $b_1 = 0.4655$ $b_2 = -4.74867 \times 10^{-4}$ $b_3 = 4.6223 \times 10^{-6}$	$21 \leq Z \leq 50$	(Daoudi <i>et al.</i> , 2015)
		$b_0 = -10.90047$ $b_1 = 0.49268$ $b_2 = -0.00623 \times 10^{-5}$ $b_3 = 2.6449 \times 10^{-6}$	$51 \leq Z \leq 99$	
	$\left(\frac{\bar{\omega}_{WR}}{1 - \bar{\omega}_{WR}}\right)^{1/4} = f(Z) = \sum_{i=0}^3 a_{iX} Z^i$	$a_0 = 0.0650$ $a_1 = 0.02486$ $a_3 = 2.25218 \times 10^{-4}$ $a_4 = -2.26789 \times 10^{-6}$	$4 \leq Z \leq 99$	(Meddough <i>et al.</i> , 2022)
	$R = \frac{(\omega)_{Exp}}{(\bar{\omega}_{WR})} = g(Z) = \sum_{i=0}^3 b_{iX} Z^i$	$b_0 = 1.00624$ $b_1 = 8.42287 \times 10^{-4}$ $b_2 = -2.88981 \times 10^{-5}$ $b_3 = -2.88981 \times 10^{-5}$		
L	$(\omega_L/(1 - \omega_L))^{1/4} = \alpha + \beta Z$	$\alpha = 0.132$ $\beta = 0.00917$ $\gamma = -1.35 \times 10^{-6}$	$40 \leq Z \leq 90$	(Burhop, 1955)
	$(\omega_L/(1 - \omega_L))^{1/4} = \sum_{i=1}^3 b_i Z^i$	$b_0 = -0.326968$ $b_1 = -0.00242879$ $b_2 = 1.7166 \times 10^{-4}$ $b_3 = -6.96583 \times 10^{-7}$	$23 \leq Z \leq 96$	(Mitchell and Barfoot, 1981)
	$(\omega_L/(1 - \omega_L))^{1/4} = \sum_{i=1}^3 a_i Z^i$	$a_0 = 0.17765$ $a_1 = 0.00298937$ $a_2 = 8.91297 \times 10^{-5}$ $a_3 = -2.67184 \times 10^{-7}$	$28 \leq Z \leq 96$	(Cohen, 1987)
	$(\omega_L/(1 - \omega_L))^{1/4} = \sum_n a_n Z^n$	$a_0 = -0.92521$ $a_1 = 0.0087531$ $a_2 = -2.8087 \times 10^{-4}$ $a_2 = 3.4823 \times 10^{-6}$	$26 \leq Z \leq 51$	
		$a_0 = 4.2193$ $a_1 = -0.23520$ $a_2 = 4.7911 \times 10^{-3}$ $a_3 = -41549 \times 10^{-5}$ $a_4 = -1.3564 \times 10^{-7}$	$52 \leq Z \leq 92$	(Hubbell, 1994)
	$(\omega_L/(1 - \omega_L))^{1/4} = a + bZ$	$a = -0.02177$ $b = 0.01073$	$40 \leq Z \leq 92$	(Bendjedi <i>et al.</i> , 2015)

	$(\omega_L/(1 - \omega_L))^{1/4} = b_1 \cdot Z$	$b_1 = 0.0106$	$23 \leq Z \leq 96$	(Sahnoune <i>et al.</i> , 2020)
	$\left(\frac{\bar{\omega}_{WR}}{1 - \bar{\omega}_{WR}}\right)^{1/4} = f(Z) = \sum_{i=0}^3 a_{iX} Z^i$	$a_0 = -0.027$ $a_1 = 0.01223$ $a_3 = -4.01585 \times 10^{-5}$ $a_4 = 3.12604 \times 10^{-7}$	$23 \leq Z \leq 96$	(Meddouh <i>et al.</i> , 2022)
	$R = \frac{(\omega)_{Exp}}{(\bar{\omega}_{WR})} = g(Z) = \sum_{i=0}^3 b_{iX} Z^i$	$b_0 = 1.00902$ $b_1 = -4.17308 \times 10^{-4}$ $b_2 = -8.91666 \times 10^{-7}$ $b_3 = 5.48236 \times 10^{-8}$		
M	$(\omega_M/(1 - \omega_M))^{1/4} = \alpha + \beta Z + \gamma Z^3$	$\alpha = -0.044$ $\beta = 0.0346$ $\gamma = -1.35 \times 10^{-6}$	$10 \leq Z \leq 80$	(Burhop, 1955)
	$(\omega_M)^{1/4} = A + B \cdot Z$	$A = -0.0779$ $B = 0.00599$	$19 \leq Z \leq 100$	(Hubbell, 1989)
	$(\omega_M/(1 - \omega_M))^{1/4} = \sum_n a_n Z^n$	$a_0 = -0.04587$ $a_1 = 1.208 \times 10^{-4}$ $a_2 = 1.051 \times 10^{-5}$ $a_3 = -1.4348 \times 10^{-6}$ $a_4 = -8252 \times 10^{-8}$	$71 \leq Z \leq 92$	(Hubbell, 1994)
	$(\omega_M/(1 - \omega_M))^{1/4} = a_1 + a_2 Z$	$a_1 = -77.27 \times 10^{-3}$ $a_2 = -6.16 \times 10^{-3}$	$70 \leq Z \leq 92$	(Kahoul <i>et al.</i> , 2014)
	$(\omega_M/(1 - \omega_M))^{1/4} = b_1 + b_2 Z$	$b_1 = 81.05 \times 10^{-3}$ $b_2 = 6.21 \times 10^{-3}$		
	$\omega_M = A(Z - 13)^4$	$A = 1.44118 \times 10^{-9}$	$19 \leq Z \leq 100$	(Kahoul <i>et al.</i> , 2014)
	$\omega_M = B(Z - 13)^4$	$A = 1.44143 \times 10^{-9}$	$19 \leq Z \leq 100$	
	$(\omega_M)_W = \bar{S}_W \times (\bar{\omega}_M)_{McGuire}$ With: $\bar{S}_W = \sum_n a_n Z^n$	$a_0 = 70.191347$ $a_1 = -2.664057$ $a_2 = 0.033997$ $a_3 = -1.438147 \times 10^{-4}$	$70 \leq Z \leq 90$	
	$(\omega_M)_{UNW} = \bar{S}_{UNW} \times (\bar{\omega}_M)_{McGuire}$ With: $\bar{S}_{UNW} = \sum_n b_n Z^n$	$b_0 = 67.71697$ $b_1 = -2.569337$ $b_2 = 0.032797$ $b_3 = -1.38686 \times 10^{-4}$	$70 \leq Z \leq 90$	(Khalfallah <i>et al.</i> , 2015)
	$\left(\frac{\bar{\omega}_{WR}}{1 - \bar{\omega}_{WR}}\right)^{1/4} = f(Z) = \sum_{i=0}^3 a_{iX} Z^i$	$a_0 = 0.00256$ $a_1 = 7.45871 \times 10^{-4}$ $a_3 = 8.76063 \times 10^{-5}$ $a_4 = -4.0974 \times 10^{-7}$	$40 \leq Z \leq 92$	(Meddouh <i>et al.</i> , 2022)
$R = \frac{(\omega)_{Exp}}{(\bar{\omega}_{WR})} = g(Z) = \sum_{i=0}^3 b_{iX} Z^i$	$b_0 = 1.36633$ $b_1 = -0.01698$ $b_2 = 2.47376 \times 10^{-4}$ $b_3 = -1.1422 \times 10^{-6}$			
<i>L</i> _i	$\omega_{L_3} = (1 + b/Z^4)^{-1}$	$b = 9 \times 10^7$ $b = (9 - 0.1 \times (Z - 70)) \times 10^7$	$30 \leq Z \leq 70$ $70 \leq Z \leq 90$	Broll, (1986)
	$\omega_{L_3} = -1.983 + 0.1432 \times Z - 3.842 \times 10^{-3} Z^2 + 4.578 \times 10^{-5} Z^3 - 1.959 \times 10^{-7} Z^4$	/	$38 \leq Z \leq 78$	Poehn <i>et al.</i> , (1985)
	$[\omega_{L_i-W}/(1 - \omega_{L_i-W})]^{1/4} = b_1 \cdot Z$	$b_{0L_1} = -0.357202$ $b_{1L_1} = 0.0177256$ $b_{2L_1} = -8.39414 \times 10^{-7}$	$40 \leq Z \leq 74$	Sahnoune <i>et al.</i> , (2016)
	$b_{0L_1} = 4.39611$ $b_{1L_1} = -0.0704552$ $b_{2L_1} = 3.53403 \times 10^{-6}$	$75 \leq Z \leq 96$		

	$b_{0L_2} = -0.0509758$ $b_{1L_2} = 0.0111489$ $b_{2L_2} = 2.49904 \times 10^{-8}$	$40 \leq Z \leq 96$	
	$b_{0L_3} = -0.0950251$ $b_{1L_3} = 0.0120657$ $b_{2L_3} = -8.1998 \times 10^{-8}$	$23 \leq Z \leq 96$	

2. Calcul Semi-empirique

Les valeurs expérimentales des rendements de fluorescence des couches K, L et M ainsi que des sous-couches L_i , compilées à partir d'articles de référence (940 valeurs pour la couche K , 317 valeurs pour la couche L , 91 pour la couche M , 432 valeurs pour la sous-couche L_1 , 544 pour la sous-couche L_2 et 512 valeurs pour la sous-couche L_3), obtenues à partir de différentes sources d'excitation tubes à rayons X et synchrotrons, rayons gamma provenant de sources radioactives, particules chargées accélérées, etc... ont été extraites des articles référencés et ont été utilisées sous un format à quatre chiffres avec les erreurs associées. Une revue critique de ces données a été effectuée en utilisant les valeurs moyennes pondérées données par la formule suivante :

$$\omega_W = \left(\sum_{i=1}^N \left(\Delta(\omega_{exp})_i \right)^{-2} \right)^{-1} \sum_{i=1}^N \left[\frac{(\omega_{exp})_i}{\left(\Delta(\omega_{exp})_i \right)^2} \right] \quad III. 1$$

Où $(\omega_{exp})_i$ représente la $i^{\text{ème}}$ valeur expérimentale, $\Delta(\omega_{exp})_i$ est l'incertitude de la $i^{\text{ème}}$ valeur expérimentale et N indique le nombre de points de données expérimentales.

Nous avons calculé le rapport des rendements de fluorescence expérimentaux par rapport à la valeur moyenne pondérée : $S = \frac{(\omega)_{Exp}}{(\omega_W)}$, puis nous avons tracé le rapport S en fonction du numéro atomique Z , comme le montrent les Figures III.1a, III.1b (pour la couche K), Figure. III.2 (pour la couche L), Figure. III.3 (pour la couche M), Figure. III.4 (pour la sous-couche L_1), Figure. III.5 (pour la sous-couche L_2) et Figure. III.6 (pour la sous-couche L_3). Il convient de noter que les valeurs expérimentales citées, rapportées sans incertitudes, ont également été ajoutées pour calculer le rapport S (tous les résultats expérimentaux publiés par ((Broyles *et al.*, 1953), (Hink and Paschke, 1971), (Pahor and Moljk, 1967), (Uğurlu and Demir, 2020), (Lay, 1934), (Kuhn *et al.*, 1981), (Rumsh and Shchemelev, 1962), (Petel and Houtermans, 1967), (Dobrilović *et al.*, 1970), (Bambynek *et al.*(1967), (Stephenson, 1937), (Ertugul, 2002b), (Alım *et al.*, 2017c), (Gray, 1956), (Onder *et al.*, 2013), (Troughton, 1967), (Erman, 1961) et (Cengiz *et al.*, 2011) pour la couche K , et l'article de Lay (1934) pour les couches L et M).

L'inspection des valeurs moyennes pondérées montre que la plupart des points de données expérimentales ω sont concentrés autour de la valeur moyenne pondérée pour tous les éléments. Cependant, certaines valeurs sont très dispersées par rapport aux valeurs pondérées, notamment pour les éléments légers des métaux de transition ($_{22}\text{Ti}$, $_{24}\text{Cr}$, $_{25}\text{Mn}$, $_{26}\text{Fe}$, $_{27}\text{Co}$, $_{28}\text{Ni}$ and $_{29}\text{Cu}$) pour la couche K , ($_{47}\text{Ag}$, $_{80}\text{Hg}$ and $_{92}\text{U}$) pour la couche L et ($_{79}\text{Au}$ and $_{82}\text{Pb}$) pour la couche M , ainsi que pour les éléments lourds pour les trois sous-couches L_i , en raison du grand nombre de points de données expérimentales dans cette région.

La dispersion notable des données expérimentales peut être attribuée à la multitude de références utilisées pour collecter les données (187 articles pour la couche K , 83 articles pour la couche L , 15 articles pour la couche M , 74 articles pour la sous-couche L_1 , 91 articles pour la sous-couche L_2 et 98 articles pour la sous-couche L_3), ainsi qu'aux méthodes et conditions expérimentales. Les figures obtenues (III.1a, III.1b, III.2, III.3, III.4, III.5 et III.6) montrent que certaines valeurs de $S = \frac{(\omega)_{\text{Exp}}}{(\omega_W)}$ s'éloignent considérablement de 1. Pour obtenir une valeur moyenne pondérée fiable et un bon résultat semi-empirique, avec un nombre de points de données suffisant, nous avons inclus uniquement les points de données expérimentales pour lesquels le rapport S varie dans la plage $[0.9 - 1.1]$ pour les trois couches et $[0.8 - 1.2]$ pour les trois sous-couches. Par conséquent, il est à noter que :

- Prenons l'exemple de la couche K où sur 940 points de données expérimentales, 120 (environ 13 %) ont été rejetés. Il est à noter que pour les éléments avec $8 \leq Z \leq 48$, 100 valeurs de données (environ 83 % de toutes les données rejetées) ont été exclues. Aucune donnée n'a été rejetée pour les éléments compris entre $49 \leq Z \leq 99$ (toutes les valeurs sont acceptables), à l'exception des données de Cengiz *et al.*, (2011) ainsi que les valeurs d'Apaydin and Tıraşoğlu, (2006) exclues pour les éléments $_{75}\text{Re}$ et $_{77}\text{Ir}$, respectivement.

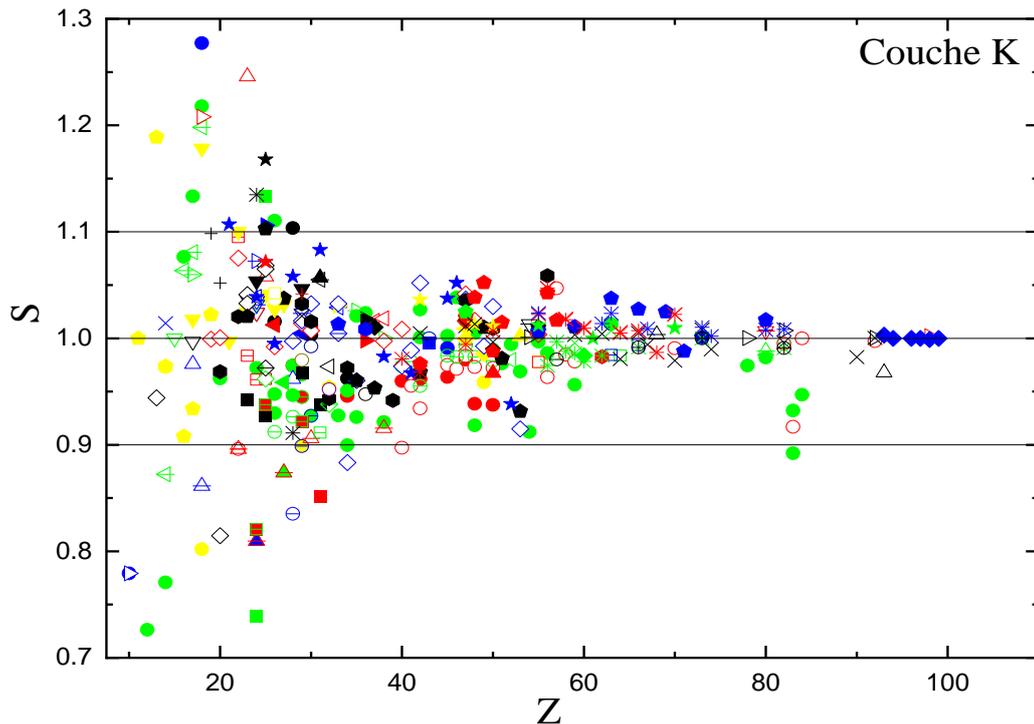


Figure III.1.a : La distribution de S pour chaque référence entre 1934 et 1999 à partir des données extraites selon le numéro atomique Z pour la couche K . (Lay, 1934), \square : (Stephenson, 1937), \square : (Broyles *et al.*, 1953), \square : (Heintze, 1955), \square : (Harrison *et al.*, 1955), \square : (Welker and Perlman, 1955), \square : (Gray, 1956), \square : (Laberrigue and Radvanyi, 1956), \square : (Laberrigue *et al.*, 1956), \square : (Kettele *et al.*, 1956), \square : (Hagedoorn and Konijn., 1957), \square : (Roos, 1957), \square : (Patronis *et al.*, 1957), \blacktriangle : (Drever and Moljk, 1957), \blacktriangle : (Fairbrother *et al.*, 1957), \blacktriangle : (Konijn *et al.*, 1958a), \blacktriangle : (Konijn *et al.*, 1958b), \blacktriangle : (Forrest and Easterday, 1958), \triangle : (Hoffman and Droupesky, 1958), \triangle : (Frey *et al.*, 1959), \triangle : (Rightmire *et al.*, 1959), \triangle : (Bertrand *et al.*, 1959), \triangle : (Brabets *et al.*, 1959), \triangle : (Hagedoorn and Wapstra, 1960), \triangle : (Nall *et al.*, 1960), \triangle : (Godeau, 1961), \blacksquare : (Konstantinov *et al.*, 1961), \blacksquare : (Kramer, 1961), \blacksquare : (Moler and Fink, 1961), \blacksquare : (Ravier *et al.*, 1961), \blacksquare : (Erman and Sujkowski, 1961), \square : (Graham *et al.*, 1961), \square : (Erman, 1961), \square : (Monnand and Moussa, 1961), \square : (Graham and Merritt, 1961), \square : (Watanabe *et al.*, 1962), \square : (Rumsh and Shchemelev, 1962), \square : (Kramer *et al.*, 1962), \square : (Suter and Suter, 1962), \blacktriangledown : (Taylor and Merritt, 1963), \blacktriangledown : (Konstantinov *et al.*, 1964), \blacktriangledown : (Bambynek *et al.*, 1965), \blacktriangledown : (Leistner and Friedrich, 1965), \blacktriangledown : (Bailey and Swedlundj, 1967), \blacktriangledown : (Pahor and Moljk, 1967), \blacktriangledown : (Bambynek and Reher, 1967), \blacktriangledown : (Bambynek, 1967), \blacktriangledown : (Petel and Houtermans, 1967), \blacktriangledown : (Troughton, 1967), \blacktriangledown : (Park, 1967), \blacktriangledown : (Pahor *et al.*, 1968), \blacktriangledown : (Hammer, 1968), \blacktriangleleft : (Rubinson and Goprnanathan, 1968), \blacktriangleleft : (Bambynek *et al.*, 1968), \blacktriangleleft : (Wilken, 1968), \blacktriangleleft : (Bambynek and Reher, 1968), \blacktriangleleft : (Foin *et al.*, 1968), \blacktriangleleft : (Pahor *et al.*, 1969), \blacktriangleleft : (Grotheer *et al.*, 1969), \blacktriangleleft : (Karttunen *et al.*, 1969), \blacktriangleleft : (Dobrilović *et al.*, 1970), \blacktriangleleft : (Pahor, 1970), \blacktriangleleft : (Hink and Paschke, 1971), \blacktriangleleft : (Pahor, 1971 *et al.*, 1972a), \blacktriangleleft : (Pahor *et al.*, 1972b), \blacktriangleright : (Gehrling, 1971), \blacktriangleright : (Feser, 1972), \blacktriangleright : (Dobrilović *et al.*, 1972), \blacktriangleright : (Chew, 1972), \blacktriangleright : (Hansen, 1972), \blacktriangleright : (Tawara *et al.*, 1973), \blacktriangleright : (Bambynek and Reher, 1973), \blacktriangleright : (Langenberg and Eck, 1976), \blacktriangleright : (Hribar *et al.*, 1977a), \blacktriangleright : (Freedman *et al.*, 1977), \blacktriangleright : (Espenschied and Hoffmann, 1978), \blacktriangleright : (Magnier *et al.*, 1978), \blacklozenge : (Thomas *et al.*, 1978), \blacklozenge : (Plch *et al.*, 1979), \blacklozenge : (Chrobaczek and Hammer, 1979), \blacklozenge : (Ahmad, 1979), \blacklozenge : (Takiue and Ishikawa, 1980), \blacklozenge : (Kuhn *et al.*, 1981), \blacklozenge : (Bhan *et al.*, 1981), \blacklozenge : (Gurov *et al.*, 1981), \blacklozenge : (Arora *et al.*, 1981), \blacklozenge : (Smith, 1982), \blacklozenge : (Singh *et al.*, 1983), \blacklozenge : (Campbell *et al.*, 1984), \blacklozenge : (Singh *et al.*, 1984), \blacklozenge : (Garg *et al.*, 1985), \blacklozenge : (Sergienko *et al.*, 1985), \blacklozenge : (Singh *et al.*, 1985), \blacklozenge : (Kodre *et al.*, 1986), \blacklozenge : (Brunner, 1987), \blacklozenge : (Kumar *et al.*, 1987), \blacklozenge : (Al-Nasr *et al.*, 1987), \blacklozenge : (Egorov *et al.*, 1987), \blacklozenge : (Sidhu *et al.*, 1988), \blacklozenge : (Rani *et al.*, 1988), \blacklozenge : (Geidelman *et al.*, 1988), \blacklozenge : (Konstantinov *et al.*, 1989), \blacklozenge : (Egorov *et al.*, 1989), \blacklozenge : (Singh *et al.*, 1990), \blacklozenge : (Casnati *et al.*, 1991), \blacklozenge : (Pious *et al.*, 1992), \blacklozenge : (Solé, 1992), \blacklozenge : (Solé, 1993), \blacklozenge : (Solé, 1994), \blacklozenge : (Balakrishna *et al.*, 1994), \blacklozenge : (Durak and Sahin, 1997), \blacklozenge : (Horakeri *et al.*, 1997), \blacklozenge : (Campbell *et al.*, 1998), \blacklozenge : (Büyükkasap *et al.*, 1998), \blacklozenge : (Durak, 1998), \blacklozenge : (Simsek, 1998), \blacklozenge : (Durak and Sahin, 1998), \blacklozenge : (Horakeri *et al.*, 1998).

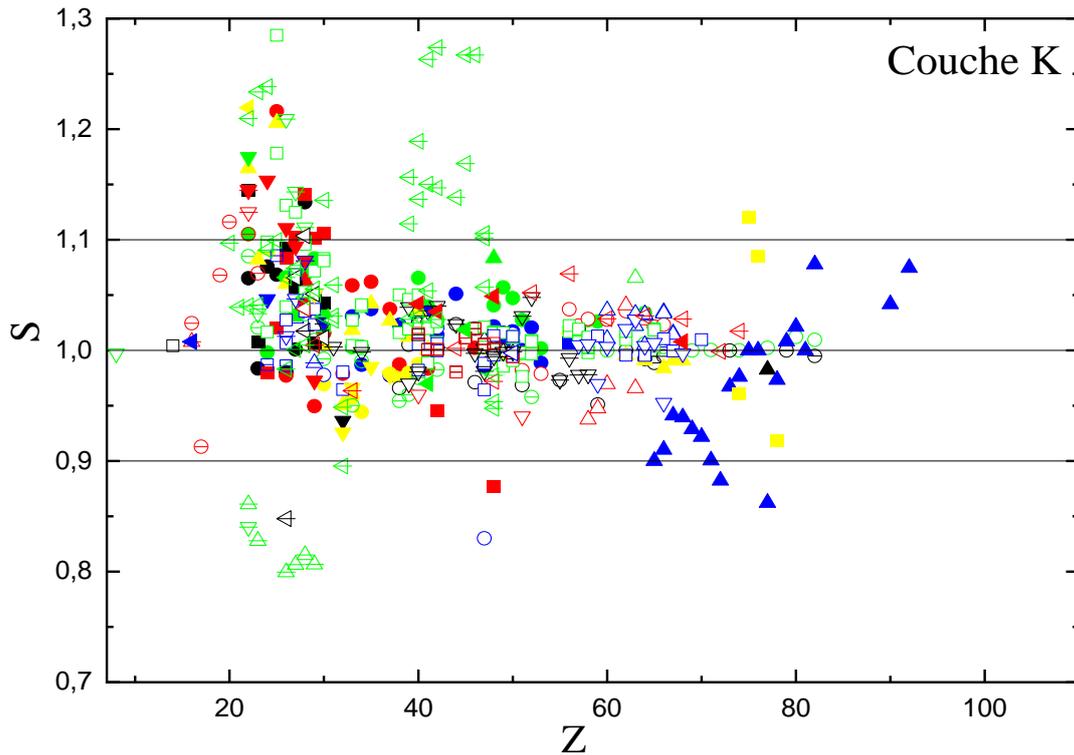


Figure III.1.b : La distribution de S pour chaque référence entre 2000 et 2023 à partir des données extraites selon le numéro atomique Z pour la couche K . ●: (SimSek *et al.*, 2000), ●: (Durak and Özdemir, 2001), ●: (SimSek *et al.*, 2002a), ●: (SimSek *et al.*, 2002b), ●: (Ertugrul, 2002b), ○: (Seven, 2002), ○: (Özdemir *et al.*, 2002), ○: (Yashoda *et al.*, 2002), ○: (Gudennavar *et al.*, 2003a), ⊖: (Gudennavar *et al.*, 2003b), ⊖: (Sahin *et al.*, 2005), ⊖: (Yashoda *et al.*, 2005), ⊖: (Bennal *et al.*, 2005), ▲: (Nica *et al.*, 2005), ▲: (Kalayci *et al.*, 2005), ▲: (Bacaksiz and Cevik, 2006), ▲: (Apaydin and Tirasoglu, 2006), ▲: (Han *et al.*, 2007), △: (Bennal and Badiger, 2007), △: (Ertugrul, 2007), △: (Demir and Sahin, 2007a), △: (Demir and Sahin, 2007b), △: (Aylikci *et al.*, 2008), △: (Baydas *et al.*, 2009), △: (Aylikci *et al.*, 2009), ■: (Ménesguen and Lépy, 2010), ■: (Sögüt, 2010), ■: (Aylikci *et al.*, 2010), ■: (Horakeri *et al.*, 2011), ■: (Cengiz *et al.*, 2011), □: (Hopman *et al.*, 2012), □: (Tursucu *et al.*, 2012), □: (Demir and Sahin, 2013), □: (Sripathi and Balakrishna, 2013), □: (Tursucu *et al.*, 2013), □: (Onder *et al.*, 2013), □: (Tursucu and Demir, 2013), □: (Yilmaz, 2014), ▼: (Sampaio *et al.*, 2014), ▼: (Kaçal *et al.*, 2015), ▼: (Kolbe and Hönicke, 2015), ▼: (Mirji *et al.*, 2015), ▼: (Yilmaz *et al.*, 2015), ▼: (Tunç *et al.*, 2015), ▼: (Aksoy *et al.*, 2015), ▼: (Hönicke *et al.*, 2016), ▼: (Akman, 2016a), ▼: (Akman, 2016b), ▼: (Alim *et al.*, 2017a), ▼: (Alim *et al.*, 2017b), ▼: (Alim *et al.*, 2017c), ◀: (Ménesguen *et al.*, 2017), ◀: (Turhan *et al.*, 2017), ◀: (Riffaud *et al.*, 2017), ◀: (Aylikci *et al.*, 2018), ◀: (Kagan Köksal *et al.*, 2018), ◀: (Anand *et al.*, 2018), ◀: (Guerra *et al.*, 2018), ◀: (Unterumsberger *et al.*, 2018), ◀: (Tursucu *et al.*, 2018), ◀: (Turhan *et al.*, 2019), ◀: (Aylikci, 2019), ◀: (Ugurlu *et al.*, 2020).

- Pour la couche L , nous avons rejeté 84 points expérimentaux sur 332 points de données (environ 25 %). La majorité des données rejetées concernent les éléments ayant un numéro atomique élevé. Pour les éléments compris entre $23 \leq Z \leq 39$, les valeurs de : McNeir *et al.*, (1991) pour le ${}_{31}\text{Ga}$, Hohmuth *et al.*, (1963) et Duggan *et al.*, (1985) pour le ${}_{37}\text{Rb}$, et Sera *et al.*, (1980) pour ${}_{39}\text{Y}$ ont été écartées.

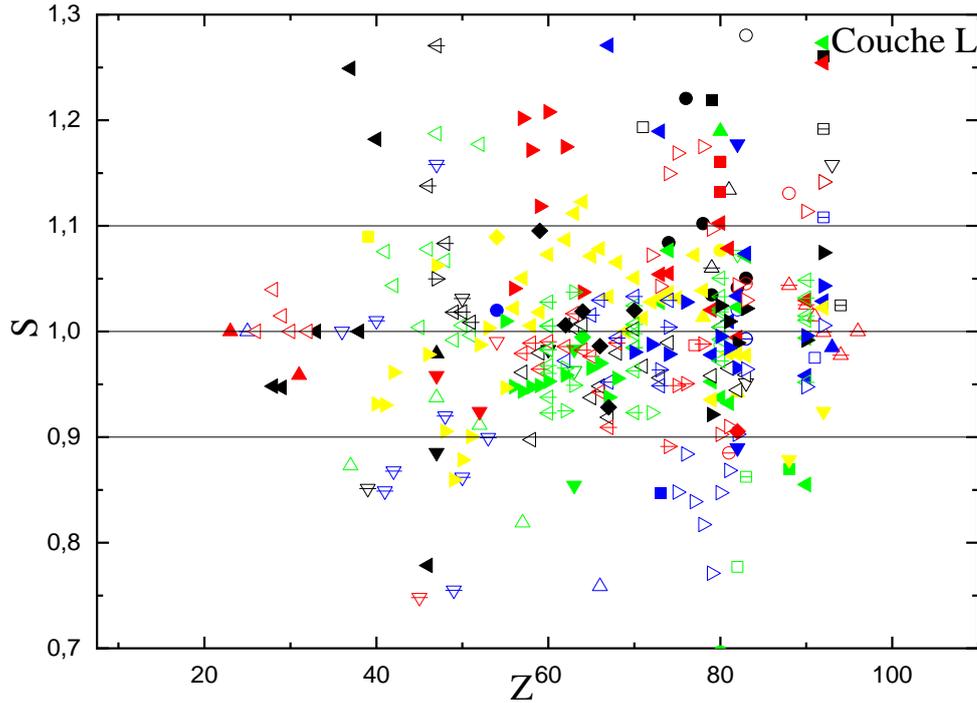


Figure III.2: La distribution de S pour chaque référence à l'aide des données extraites selon le numéro atomique Z pour la couche L ●: (Lay, 1934), ●: (Bertolini *et al.*, 1954), ●: (Jaffe, 1954), ●: (Fink and Robinson, 1955), ●: (Haynes and Achor, 1955), ○: (Burde and Cohen, 1956), ○: (Booth *et al.*, 1956), ○: (Schmied and Fink, 1957), ○: (Patronis *et al.*, 1957), ⊖: (Fink, 1957), ⊖: (Winkenbach, 1958), ⊖: (Risch, 1958), ⊖: (Lee and thesis, 1958), ▲: (Bertrand *et al.*, 1959), ▲: (Konstantinov and Perepelkin, 1960), ▲: (Nall *et al.*, 1960), ▲: (Salgueiro *et al.*, 1961), ▲: (Jopson *et al.*, 1962), ▲: (Ramaswamy, 1962), ▲: (Adamson *et al.*, 1962), ▲: (Hohmuth *et al.*, 1963), ▲: (Zimmerli and Flammersfeld, 1963), ▲: (Jopson *et al.*, 1963), ▲: (Halley and Engelkemeir, 1964), ▲: (Akalaev *et al.*, 1964), ▲: (Konstantinov and Sazonova, 1965), ■: (Di Lazzaro, 1965), ■: (Rao and Crasemann, 1965), ■: (Gil *et al.*, 1965), ■: (Rao and Crasemann, 1966), ■: (Bailey and Swedlund, 1967), □: (Gizon *et al.*, 1968), □: (Wilken (1968), □: (Rao, 1968), □: (Boyer and Barat, 1968), □: (Byrne *et al.*, 1968), □: (Kloppenburger, 1969), □: (Freund and Fink, 1969), □: (Zender *et al.*, 1969), ▼: (Nix *et al.*, 1972), ▼: (Budick and Derman., 1972), ▼: (Wood *et al.*, 1972), ▼: (Veluri *et al.*, 1972), ▼: (Gil *et al.*, 1972), ▼: (Weksler and de Pinho, 1973), ▼: (Hribar *et al.*, 1977b), ▼: (Veluri and Rao, 1977), ▼: (Spiler and Hribar, 1979), *: (Hribar *et al.*, 1979), ∇: (Sera *et al.*, 1980), ∇: (Markevich and Budick, 1981), ∇: (Kodre *et al.*, 1981), ∇: (Singh *et al.*, 1983), ◀: (Duggan *et al.*, 1985), ◀: (Singh *et al.*, 1985), ◀: (Shatendra *et al.*, 1985), ◀: (Bhan *et al.*, 1986), ◀: (Singh *et al.*, 1990), ◀: (Mann *et al.*, 1990a), ◀: (McNeir *et al.*, 1991), ◀: (Garg *et al.*, 1992), ◀: (Stotzel *et al.*, 1992), ◀: (Rao *et al.*, 1994), ◀: (Erturul, 1996), ◀: (Allawadhi *et al.*, 1996), ◀: (Simsek *et al.*, 1998), ▶: (Simsek *et al.*, 1999a), ▶: (Simsek *et al.*, 1999b), ▶: (Durak and Özdemir, 2000), ▶: (Özdemir and Durak, 2000), ▶: (Erturul, 2002a), ▶: (Sögüt *et al.*, 2003), ▶: (Küçükönder *et al.*, 2004), ▶: (Aylikci *et al.*, 2007), ▶: (Apaydin *et al.*, 2008), ▶: (Aylikci *et al.*, 2009), ▶: (Cengiz *et al.*, 2010), ▶: (Durdu and Küçükönder, 2012), ▶: (Aksoy *et al.*, 2012), □: (Punchithay and Balakrishna, 2013), □: (Dogan *et al.*, 2015), □: (Ménèsquen and Lépy, 2020), □: (Hohmuth and Winter, 1964).

- En ce qui concerne les rendements moyens de fluorescence de la couche M , nous avons rejeté 12 points de données expérimentales sur 90 (environ 13 %). Ces données rejetées proviennent des travaux suivants : Ertuğrul *et al.*, (1996), Durak and Özdemir (2001) pour ${}_{70}\text{Yb}$, Apaydin *et al.*, (2005) pour ${}_{71}\text{Lu}$, Konstantinov *et al.*, (1968), Puri *et al.*, (1993) et Rao *et al.*, (1995) pour ${}_{79}\text{Au}$, Garg *et al.*, (1991), Konstantinov *et al.* (1968) et Shatendra *et al.*, (1984) pour le ${}_{82}\text{Pb}$, Shatendra *et al.*, (1984) pour ${}_{90}\text{Th}$ et Lay (1934) pour ${}_{92}\text{U}$.

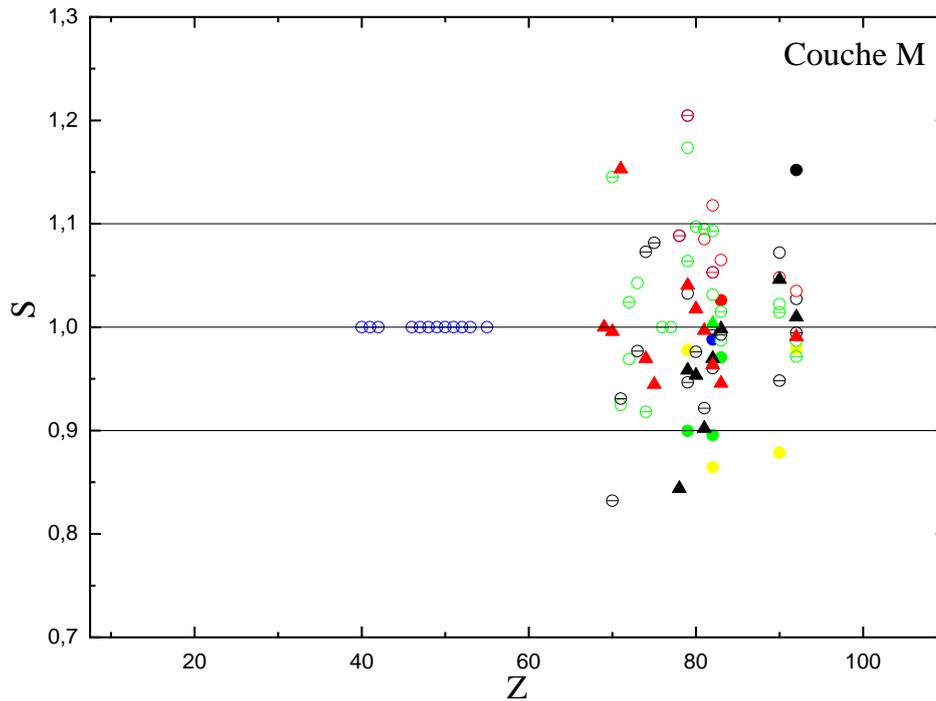


Figure III.3: La distribution de S pour chaque référence à l'aide des données extraites selon le numéro atomique Z pour la couche M ●: (Lay, 1934), ●: (Jaffe, 1955), ●: (Konstantinov *et al.*, 1968), ●: (Hribar *et al.*, 1982), ●: (Mann *et al.*, 1990b), ○: (Garg *et al.*, 1991), ○: (Puri *et al.*, 1993), ○: (Rao *et al.*, 1995), ○: (Ertugrul *et al.*, 1996), ⊖: (Rao *et al.*, 1995), ⊖: (Durak and Özdemir., 2001), ⊖: (Ertugrul, 2002a), ⊖: (Sahin *et al.*, 2004), ▲: (Apaydin *et al.*, 2005), ▲: (Aylikci *et al.*, 2018).

- Pour les rendements moyens de fluorescence de la sous-couche L_1 , nous avons rejeté 104 points expérimentaux sur 432 points de données (environ 24 %). Il est à noter que pour les éléments avec $55 \leq Z \leq 82$, le nombre de valeurs de données rejetées est de 89 (environ 85 % de toutes les données rejetées).

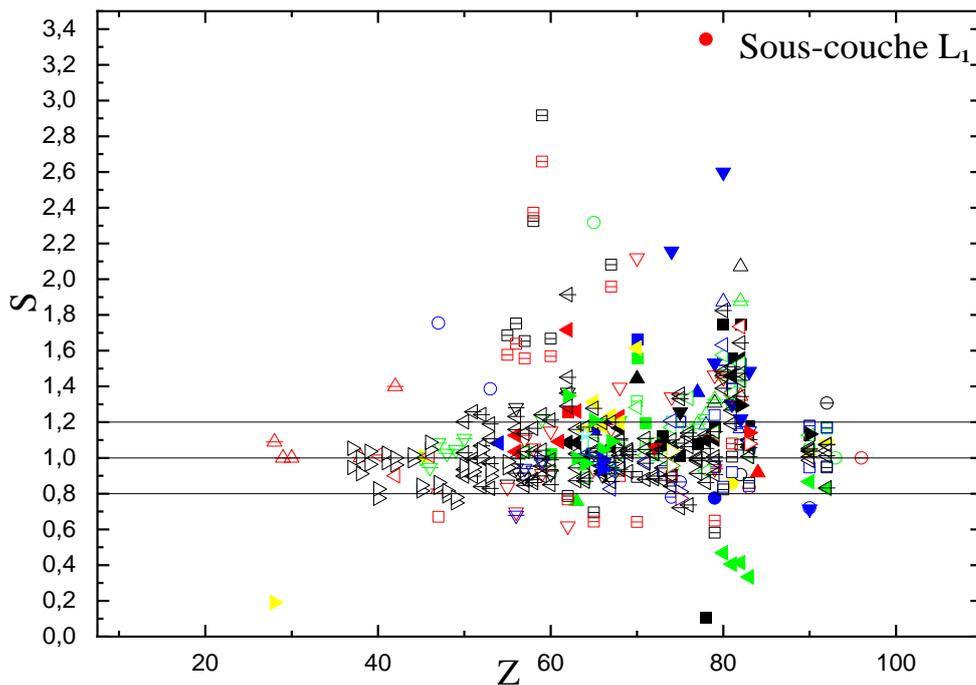


Figure III.4: La distribution de S pour chaque référence à l'aide des données extraites selon le numéro atomique Z pour la sous-couche L_1 . ●: (Ross, 1969), ●: (Rose, 1958), ●: (Sujkowski and Melin, 1961), ●: (Paschke, 1963), ●: (Wood *et al.*, 1958), ○: (Rao *et al.*, 1969), ○: (Freund and Fink, 1969), ○: (McGeorge *et al.*, 1970), ○: (Budick and Dermman, 1972), ⊖: (McGeorge *et al.*, 1972), ⊖: (McGeorge and Fink, 1972), ⊖: (Weksler and Pinho, 1973), ⊖: (Salgueiro *et al.*, 1961), ▲: (McNelles *et al.*, 1975), ▲: (Hribar *et al.*, 1977), ▲: (Veluri and Rao., 1977), ▲: (Indira *et al.*, 1978), ▲: (Markevich and Budick, 1981), ▲: (Kodre *et al.*, 1981), ▲: (Tan *et al.*, 1982), ▲: (Von Dincklage and Hay, 1985), ▲: (Marques *et al.*, 1985), ▲: (Jitschin *et al.*, 1985), ▲: (Auerhammer *et al.*, 1988), ▲: (Werner and Jitschin, 1988), ▲: (Rao, 1988), ■: (Xu ; 1991), ■: (Stotzel *et al.*, 1992), ■: (Xu and Xu, 1994), ■: (Sanchez *et al.*, 1994), ■: (Papp *et al.*, 1998), □: (Ertugrul, 1998), □: (Jitschin *et al.*, 1999), □: (Öz *et al.*, 2000), □: (Sahin *et al.*, 2000), □: (Sogut *et al.*, 2001), □: (Kaya *et al.*, 2001), □: (Durak and Ozdemir, 2001), □: (Ertugral, 2001a), ▼: (Ertugral, 2001b), ▼: (Barrea *et al.*, 2002a), ▼: (Barrea *et al.*, 2002b), ▼: (Ertugral *et al.*, 2002), ▼: (Kumar *et al.*, 2002), ▼: (Özdemir and Durak, 2003), ▼: (Kaya and Ertugul, 2003), ▼: (Barrea *et al.*, 2003), ▼: (Campbelle *et al.*, 2003), ▼: (Barrea *et al.*, 2004), ▼: (Sharma *et al.* 2005), ▼: (Bonzi and Badiger, 2006), ▼: (Badiger and Bonzi, 2006), ▼: (Han *et al.*, 2007), ▼: (Chuhan *et al.*, 2008), ▼: (Sogut *et al.*, 2009), ▼: (Cao *et al.*, 2010), ▼: (Kumar and Puri., 2010), ▼: (Han and Demir, 2011), ▼: (Kolbe *et al.*, 2012), ▼: (Kacal *et al.*, 2012), ▼: (Turhan *et al.*, 2014), ▼: (AyliKci *et al.*, 2015), ▼: (Kolbe and Honicke, 2015), ▼: (Krishnananda *et al.*, 2016a), ▼: (Krishnananda *et al.*, 2016b), ▼: (Rahangdale *et al.*, 2016), ▼: (Ménesguen *et al.*, 2016), ▼: (Kuar *et al.*, 2017), ▼: (Guerra *et al.*, 2018), ▼: (Duggal *et al.*, 2018), ▼: (Ménesguen *et al.*, 2018), ▼: (Ménesguen and Lépy, 2020), ▼: (Ayri *et al.*, 2021).

- Pour la sous-couche L_2 , nous avons rejeté seulement 78 points expérimentaux sur 544 points de données (environ 14 %). Parmi ces rejets, 61 points de données se situent dans la plage $55 \leq Z \leq 82$ (environ 78 % de toutes les données rejetées).

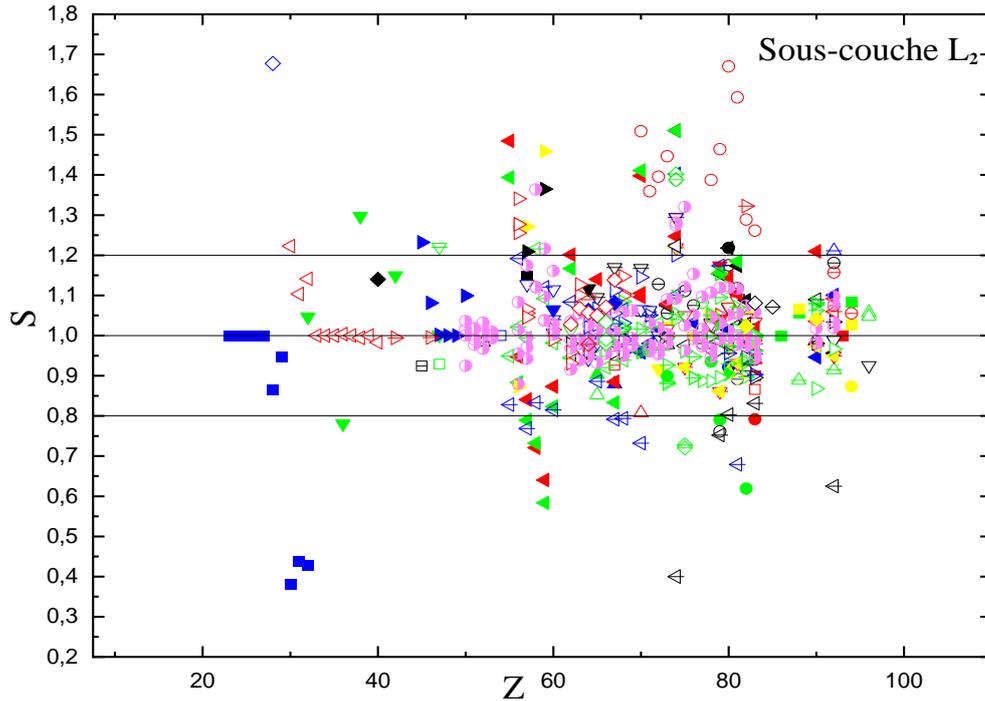


Figure III.5: La distribution de S pour chaque référence à l'aide des données extraites selon le numéro atomique Z pour la sous-couche L_2 ●: (Haynes and Achor, 1955), ●: (Rose et al., 1955), ●: (Rose, 1958), ●: (Nall et al., 1960), ●: (Salgueiro et al., 1961), ○: (Paschke, 1963), ○: (Jopson et al., 1964), ○: (Rao and Crasemann, 1965), ○: (Lazzaro and Missoni, 1965), ⊖: (Price et al., 1968), ⊖: (Byrne et al., 1968), ⊖: (Wilken, 1968), ⊖: (Wood et al., 1969), ▲: (Rao et al., 1969), ▲: (Freund and Fink, 1969), ▲: (McGeorge et al., 1970), ▲: (Holmes and Kostroun, 1970), ▲: (Palms et al., 1970), ▲: (Mohan et al., 1970a), ▲: (Mohan et al., 1970b), ▲: (McGeorge et al., 1971), ▲: (Fink and Freund, 1971), ▲: (Budick and Derman., 1972), ▲: (Douglas, 1972), ▲: (Gil et al., 1972), ▲: (McGeorge et al., 1972), ■: (Douglas, 1973), ■: (Weksler and Pinho, 1973), ■: (McGeorge et al., 1973), ■: (Lee and Salem, 1974), ■: (Campbell et al., 1974), □: (McNelles et al., 1975), □: (Maio et al., 1975), □: (Budick and Derman, 1972), □: (Hribar et al., 1977), □: (Markevich and Budich, 1981), □: (Gnand et al., 1981), □: (Kodre et al., 1981), □: (Tan et al., 1982), ▼: (Von Dincklage and Hay, 1985), ▼: (Jitschin et al., 1985), ▼: (Auerhammer et al., 1988), ▼: (Tan et al., 1988), ▼: (Werner and Jitschin, 1988), ▼: (McGhee and Campbell, 1988), ▼: (Xu, 1991), ▼: (Stotzel et al., 1992), ▼: (Xu and Xu, 1994), ▼: (Sanchez et al., 1994), ▼: (Ertugrul, 1998), ▼: (Jitschin et al., 1999), ▼: (Oz et al., 2000), ▼: (Shahin et al., 2000), ▼: (sogut et al., 2001), ▼: (Kaya et al., 2001), ▼: (Durak and Ozdemir., 2001), ▼: (Ertugral, 2001a), ▼: (Ertugral, 2001b), ▼: (Ertugral, 2002), ▼: (Barrea et al., 2002a), ▼: (Barrea et al., 2002b), ▼: (Ertugral et al., 2002), ▼: (Kumar et al., 2002), ▼: (Ozdemir and Durak, 2003), ▼: (Kaya and Ertugrel, 2003), ▼: (Barrea et al., 2003), ▼: (Barrea et al., 2004), ▼: (Sharma et al., 2005), ▼: (Badiger and Edgardo, 2006), ▼: (Han et al., 2007), ▼: (Chauhan et al., 2008), ▼: (Sogut et al., 2009), ▼: (Kumar and Puri, 2010), ▼: (Han and Demir, 2011), ▼: (Kolbe et al., 2012), ▼: (Kacal et al., 2012), ▼: (Turhan et al., 2014), ▼: (Kolbe and Honicke, 2015), ▼: (Aylikci et al., 2015), ▼: (Krishnananda et al., 2016a), ▼: (Krishnananda et al., 2016b), ▼: (Rahangdale et al., 2016), ▼: (Ménesguen et al., 2016), ▼: (Bansal et al., 2017), ▼: (Kuar et al., 2017), ▼: (Guerra et al., 2018), ▼: (Ménesguen et al., 2018), ▼: (Ménesguen and Lépy, 2020), ▼: (Ayri et al., 2021), ▼: (Sujkowski and Melin, 1961).

- Pour les rendements moyens de fluorescence de la sous-couche L_3 , nous avons rejeté 28 points de données expérimentales sur 512 (environ 6 %). Ces données rejetées sont issues des travaux de : (Auerhammer et al., (1988) pour ^{28}Ni , ^{29}Cu , ^{38}Sr and ^{47}Ag , Guerra et al., (2018) pour ^{28}Ni , Lee and Salem (1974) pour ^{30}Zn , ^{31}Ga and ^{32}Ge , Unterumsberger et al., (2018) pour ^{31}Ga , Koble and Hönicke (2015) pour ^{40}Zr , Budick

and Derman (1972) pour ^{47}Ag , Jitschin *et al.*, (1999) pour ^{47}Ag , Burpourd and Haynes (1958) pour ^{56}Ba , Badiger and Bonzi (2006) pour ^{56}Ba , Barrea *et al.*, (2004) pour ^{56}Ba , Artamonova *et al.*, (1963) pour ^{63}Eu , Kaya *et al.*, (2001) pour ^{74}W , Ayri *et al.*, (2021) pour ^{75}Re , Päsckke (1963) pour ^{79}Au , Rao and Crasemann (1965) pour ^{80}Hg , Şahin *et al.*, (2000) pour ^{81}Tl and ^{90}Th , Kaya and Ertuğrul (2003) pour ^{81}Tl , Ertuğrul (2001a) pour ^{90}Th , Ertuğrul (1998) pour ^{90}Th .

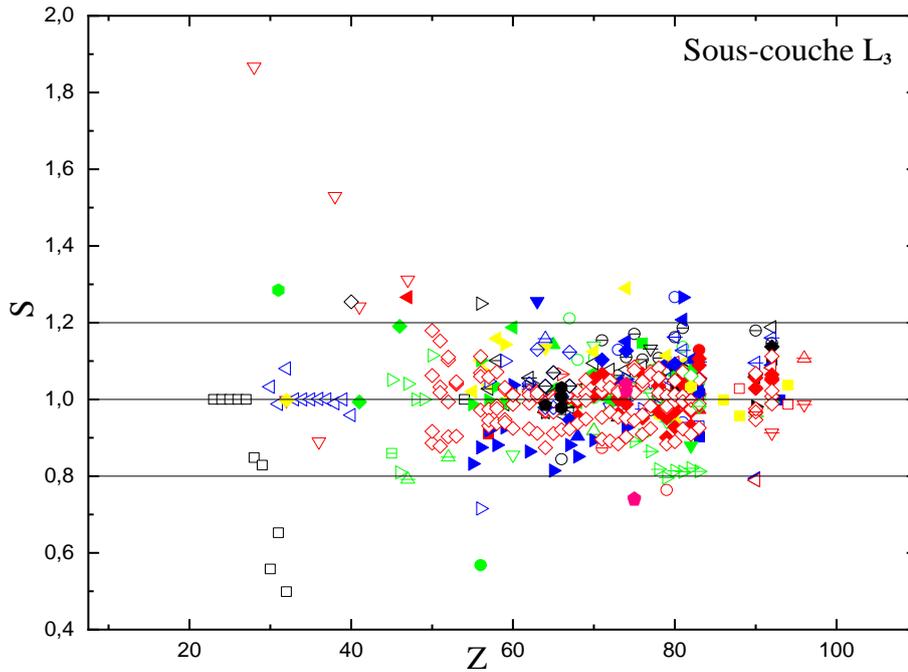


Figure III.6: La distribution de S pour chaque référence à l'aide des données extraites selon le numéro atomique Z pour la sous-couche L_3 ●: (Haynes and Achor, 1955), ●: (Ross *et al.*, 1955), ●: (Burford and Hannes, 1958), ●: (Winkenbach, 1958), ●: (Ross, 1958), ○: (Zimmerli and Flammersfeld, 1963), ○: (Paschke, 1963), ○: (Jopson *et al.*, 1964), ○: (Rao and Crasemann, 1965), ⊖: (Price *et al.*, 1968), ⊖: (Gizon *et al.*, 1968), ⊖: (Wilken, 1968), ⊖: (Wood *et al.*, 1969), ▲: (Rao *et al.*, 1969), ▲: (Freuned and Fink, 1969), ▲: (McGeorge *et al.*, 1970), ▲: (Holmes and Kostroun, 1970), ▲: (Palms *et al.*, 1970), ▲: (Mohan *et al.*, 1970a), ▲: (Mohan *et al.*, 1970b), ▲: (McGeorge *et al.*, 1971), ▲: (Mohan *et al.*, 1971), ▲: (Fink and Freuned, 1971), ▲: (McGeorge and Fink, 1971), ▲: (Budick and Derman, 1972), ▲: (Douglas, 1972), ■: (McGeorge *et al.*, 1972), ■: (Douglas, 1973), ■: (Mohan *et al.*, 1973), ■: (Weksler and Pinho, 1973), ■: (McGeorge *et al.*, 1973), □: (Lee and Salem, 1974), □: (Campbell *et al.*, 1974), □: (McNelles *et al.*, 1975), □: (Maio *et al.*, 1975), □: (Hribar *et al.*, 1977), □: (Gnade *et al.*, 1980), □: (Markevich and Budick, 1981), □: (Gnade *et al.*, 1981), ▼: (Arora *et al.*, 1981), ▼: (Kodre *et al.*, 1981), ▼: (Tan *et al.*, 1982), ▼: (Artamonova *et al.*, 1983), ▼: (VonDincklage and Hay, 1985), ▼: (Jitschin *et al.*, 1985), ▼: (Auerhammer *et al.*, 1988), ▼: (Tan *et al.*, 1988), ▼: (Werner and Jitschin, 1988), ▼: (Roa, 1988), ▼: (McGhee and Campbell, 1988), ▼: (Xu, 1991), ▼: (Stotzel *et al.*, 1992), ▼: (Ertugrul, 1998), ▼: (Jitschin *et al.*, 1999), ▼: (Öz *et al.*, 2000), ▼: (Şahin *et al.*, 2000), ▼: (Kaya *et al.*, 2001), ▼: (Durak and Ozdemir, 2001), ▼: (Ertugrul, 2001a), ▼: (Ertugrul, 2001b), ▼: (Ertugrul, 2002a), ▼: (Ertugrul, 2002b), ▼: (Barrea *et al.*, 2002a), ▼: (Barrea *et al.*, 2002b), ▼: (Ertugrul *et al.*, 2002), ▼: (Kumar *et al.*, 2002), ▼: (Özdemir and Durak, 2003), ▼: (Kaya and Ertugrul, 2003), ▼: (Berrea *et al.*, 2003), ▼: (Berrea *et al.*, 2004), ▼: (Sharma *et al.*, 2005), ▼: (Bonzi and Badiger, 2006), ▼: (Badiger and Bonzi, 2006), ▼: (Han *et al.*, 2007), ▼: (Raulo *et al.*, 2007), ▼: (Sogut *et al.*, 2009), ▼: (Cengiz *et al.*, 2010), ▼: (Han and Demir, 2011), ▼: (Kolbe *et al.*, 2012), ▼: (Kacal *et al.*, 2012), ▼: (Turhan *et al.*, 2014), ▼: (Guerra *et al.*, 2015), ▼: (Kolbe and Honicke, 2015), ▼: (Aylikci *et al.*, 2015), ▼: (Dogan *et al.*, 2015), ▼: (Krishnananda *et al.*, 2016a), ▼: (Krishnananda *et al.*, 2016b), ▼: (Rahangdale *et al.*, 2016), ▼: (Ménesguen *et al.*, 2016), ▼: (Bansal *et al.*, 2017), ▼: (Kuar *et al.*, 2017), ▼: (Guerra *et al.*, 2018), ▼: (Unterumsberger *et al.*, 2018), ▼: (Ménesguen *et al.*, 2018), ▼: (Hiremath *et al.*, 2019), ▼: (Ménesguen and Lépy, 2020), ▼: (Ayri *et al.*, 2021).

Cela signifie qu'en éliminant les valeurs les plus divergentes, les données expérimentales pour les éléments sont maintenant plus uniformes, ce qui réduit les erreurs lors du calcul des valeurs moyennes pondérées.

Le terme «valeur moyenne pondérée recommandée ω_{WR} » a été utilisé pour décrire les rendements de fluorescence des éléments. Ces valeurs ont été obtenues en moyennant toutes les valeurs expérimentales ω_{exp} à l'aide de la formule (1). Cependant, seules les données expérimentales avec un rapport S dans la plage de 0.9 à 1.1 pour les couches **K**, **L** et **M**, et dans la plage de 0.8 à 1.2 pour les sous-couches **L_i**, ont été prises en compte. Les tableaux «tableau III.2 pour les couches **K**, **L** et **M**, tableau III.3 pour les sous-couches **L_i**» fournissent une liste des valeurs moyennes pondérées recommandées ainsi que les données rejetées pour chaque élément et chaque couche.

Tableau III.2 : La valeur moyenne pondérée recommandée pour les trois couches pour les éléments avec $4 \leq Z \leq 99$. Le nombre de données expérimentales et de données rejetées est également présenté.

Z	Couche K			Couche L			Couche M		
	Nombre de données	Données rejetées	ω_{K-WR}	Nombre de données	Données rejetées	ω_{L-WR}	Nombre de données	Données rejetées	ω_{M-WR}
Z=4, Be	1	0	0.0004	-	-	-	-	-	-
Z=5, B	1	0	0.0006	-	-	-	-	-	-
Z=6, C	3	0	0.0009	-	-	-	-	-	-
Z=7, N	1	0	0.0015	-	-	-	-	-	-
Z=8, O	2	1	0.0069	-	-	-	-	-	-
Z=10, Ne	4	4	0.0231	-	-	-	-	-	-
Z=11, Na	1	0	0.0210	-	-	-	-	-	-
Z=12, Mg	4	4	0.0179	-	-	-	-	-	-
Z=13, Al	6	4	0.0286	-	-	-	-	-	-
Z=14, Si	6	2	0.0493	-	-	-	-	-	-
Z=15, P	1	0	0.0600	-	-	-	-	-	-
Z=16, S	6	0	0.0771	-	-	-	-	-	-
Z=17, Cl	8	1	0.0953	-	-	-	-	-	-
Z=18, Ar	8	8	0.1010	-	-	-	-	-	-
Z=19, K	4	0	0.1311	-	-	-	-	-	-
Z=20, Ca	9	4	0.1559	-	-	-	-	-	-
Z=21, Sc	4	2	0.1906	-	-	-	-	-	-
Z=22, Ti	21	14	0.2009	-	-	-	-	-	-
Z=23, V	17	3	0.2440	1	0	0.0024	-	-	-
Z=24, Cr	31	9	0.2705	-	-	-	-	-	-
Z=25, Mn	26	8	0.3727	1	0	0.0030	-	-	-
Z=26, Fe	30	6	0.3377	1	0	0.0063	-	-	-
Z=27, Co	22	7	0.3547	-	-	-	-	-	-
Z=28, Ni	32	8	0.3951	2	0	0.0088	-	-	-
Z=29, Cu	38	5	0.4339	3	0	0.0103	-	-	-
Z=30, Zn	29	2	0.4746	1	0	0.0117	-	-	-
Z=31, Ga	11	1	0.5014	2	1	0.0067	-	-	-
Z=32, Ge	15	3	0.5640	1	0	0.0139	-	-	-
Z=33, As	17	0	0.5714	1	0	0.0156	-	-	-
Z=34, Se	14	2	0.6080	-	-	-	-	-	-
Z=35, Br	10	0	0.6102	-	-	-	-	-	-
Z=36, Kr	7	0	0.6544	1	0	0.0210	-	-	-
Z=37, Rb	8	0	0.6661	2	2	0.0149	-	-	-
Z=38, Sr	14	0	0.6989	1	0	0.0213	-	-	-
Z=39, Y	14	2	0.7093	2	1	0.0289	-	-	-
Z=40, Zr	27	3	0.7189	3	1	0.0279	1	0	0.0004
Z=41, Nb	20	2	0.7464	3	1	0.0344	1	0	0.0003
Z=42, Mo	32	2	0.7644	4	2	0.0364	1	0	0.0006
Z=43, Tc	3	0	0.7000	-	-	-	-	-	-
Z=44, Ru	10	3	0.7640	-	-	-	-	-	-
Z=45, Rh	12	3	0.7991	2	1	0.0508	-	-	-
Z=46, Pd	14	3	0.8041	4	2	0.0501	1	0	0.0010
Z=47, Ag	34	2	0.8266	12	7	0.0480	1	0	0.0013
Z=48, Cd	33	1	0.8417	4	0	0.0619	1	0	0.0019
Z=49, In	20	0	0.8553	4	2	0.0756	1	0	0.0016
Z=50, Sn	28	0	0.8641	6	3	0.0799	1	0	0.0019
Z=51, Sb	12	0	0.8828	5	2	0.0833	1	0	0.0022
Z=52, Te	11	0	0.8770	5	2	0.0790	1	0	0.0025
Z=53, I	7	0	0.9083	2	1	0.0857	1	0	0.0026
Z=54, Xe	4	0	0.8881	3	0	0.1010	-	-	-
Z=55, Cs	14	0	0.8929	2	0	0.0951	1	0	0.0035
Z=56, Ba	15	0	0.8823	3	0	0.1076	-	-	-
Z=57, La	12	0	0.8979	6	2	0.1123	-	-	-

Z=58, Ce	13	0	0.9140	5	2	0.1203	-	-	-
Z=59, Pr	11	0	0.9201	6	1	0.1296	-	-	-
Z=60, Nd	15	0	0.9322	15	1	0.1333	-	-	-
Z=61, Pm	1	0	0.9180	-	-	-	-	-	-
Z=62, Sm	13	0	0.9291	9	1	0.1481	-	-	-
Z=63, Eu	13	0	0.9291	9	2	0.1475	-	-	-
Z=64, Gd	18	0	0.9403	6	1	0.1639	-	-	-
Z=65, Tb	8	0	0.9487	5	0	0.1792	-	-	-
Z=66, Dy	20	0	0.9491	7	1	0.1846	-	-	-
Z=67, Ho	11	0	0.9445	7	1	0.2101	-	-	-
Z=68, Er	8	0	0.9516	5	0	0.2093	-	-	-
Z=69, Tm	3	0	0.9592	1	0	0.2280	1	0	-
Z=70, Yb	7	0	0.9448	12	0	0.2275	3	2	0.0044
Z=71, Lu	3	0	0.9627	3	1	0.2430	3	1	0.0141
Z=72, Hf	2	0	0.9467	4	0	0.2481	2	0	0.0167
Z=73, Ta	7	0	0.9541	9	2	0.2657	2	0	0.0182
Z=74, W	6	0	0.9660	10	1	0.2749	3	0	0.0182
Z=75, Re	2	1	0.8740	4	2	0.2772	2	0	0.0194
Z=76, Os	2	0	0.9110	4	2	0.2851	1	0	0.0212
Z=77, Ir	3	1	0.9708	3	1	0.3040	1	0	0.0236
Z=78, Pt	4	0	0.9667	6	3	0.3157	4	1	0.0276
Z=79, Au	2	0	0.9592	11	3	0.3528	10	3	0.0262
Z=80, Hg	7	0	0.9633	21	7	0.3446	4	0	0.0256
Z=81, Tl	1	0	0.9960	13	5	0.3616	5	0	0.0264
Z=82, Pb	9	0	0.9649	17	3	0.3822	13	3	0.0306
Z=83, Bi	3	0	0.9566	14	2	0.3827	8	0	0.0324
Z=84, Po	2	0	0.9440	-	-	-	-	-	0.0361
Z=88, Ra	-	-	-	4	3	0.4599	-	-	-
Z=90, Th	2	0	0.9914	15	2	0.4759	7	1	-
Z=91, Pa	-	-	-	2	0	0.5128	-	1	0.0501
Z=92, U	4	0	0.9696	15	8	0.4783	9	-	-
Z=93, Np	2	0	0.9692	3	2	0.4974	-	-	0.0521
Z=94, Pu	1	0	0.9720	3	1	0.5524	-	-	-
Z=96, Cm	1	0	0.9710	1	0	0.5310	-	-	-
Z=97, Bk	1	0	0.9710	-	-	-	-	-	-
Z=98, Cf	2	0	0.9742	-	-	-	-	-	-
Z=99, Es	1	0	0.9720	-	-	-	-	-	-

Tableau III.3: Valeur moyenne pondérée recommandée pour les trois sous-couches pour les éléments avec $28 \leq Z \leq 96$ pour la sous-couche L_1 , $23 \leq Z \leq 96$ pour les sous-couches L_2 et L_3 . Le nombre de données expérimentales et de données rejetées est également présenté.

Z	La sous-couche L_1			La sous-couche L_2			La sous-couche L_3		
	Nombre de données	Données rejetées	ω_{L1-WR}	Nombre de données	Données rejetées	ω_{L2-WR}	Nombre de données	Données rejetées	ω_{L3-WR}
Z=23,V	-	-	-	1	0	0.0004	1	0	0.0006
Z=24,Cr	-	-	-	1	0	0.0005	1	0	0.0008
Z=25,Mn	-	-	-	1	0	0.0009	1	0	0.0013
Z=26,Fe	-	-	-	1	0	0.0012	1	0	0.0016
Z=27,Co	-	-	-	1	0	0.0012	1	0	0.0017
Z=28,Ni	2	0	0.0015	3	1	0.0020	3	2	0.0029
Z=29,Cu	1	0	0.0017	2	1	0.0022	2	1	0.0058
Z=30,Zn	-	-	-	2	2	0.0076	2	1	0.0097
Z=31,Ga	-	-	-	2	1	0.0087	3	2	0.0101
Z=32,Ge	1	0	0.0027	3	1	0.0105	4	1	0.0120
Z=33,As	-	-	-	1	0	0.0130	1	0	0.0140
Z=34,Se	-	-	-	1	0	0.0140	1	0	0.0170
Z=35,Br	-	-	-	1	0	0.0160	1	0	0.0170
Z=36,Kr	-	-	-	2	1	0.0179	2	0	0.0180
Z=37,Rb	2	0	0.0047	1	0	0.0210	1	0	0.0210
Z=38,Sr	3	0	0.0055	2	1	0.0231	2	1	0.0222
Z=39,Y	2	0	0.0055	1	0	0.0190	1	0	0.0250
Z=40,Zr	3	1	0.0079	2	1	0.0254	2	1	0.0271
Z=41,Nb	2	0	0.0096	-	-	-	2	1	0.0322
Z=42,Mo	4	1	0.0100	2	1	0.0322	-	-	-
Z=43,Tc	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Z=44,Ru	2	0	0.0125	-	-	-	-	-	-
Z=45,Rh	4	0	0.0159	2	1	0.0390	2	0	0.0419
Z=46,Pd	4	0	0.0148	2	0	0.0462	2	0	0.0420
Z=47,Ag	6	2	0.0168	4	0	0.0549	4	3	0.0442
Z=48,Cd	3	1	0.0244	1	0	0.0470	1	0	0.0490
Z=49,In	3	2	0.0297	1	0	0.0560	1	0	0.0550
Z=50,Sn	7	1	0.0352	5	0	0.0646	5	0	0.0556
Z=51,Sb	6	1	0.0381	4	0	0.0680	4	0	0.0609
Z=52,Te	7	1	0.0411	5	0	0.0722	5	0	0.0659
Z=53,I	7	1	0.0441	4	0	0.0777	4	0	0.0717
Z=54,Xe	2	0	0.0545	1	0	0.0890	1	0	0.0990
Z=55,Cs	6	2	0.0552	4	1	0.0990	3	0	0.0901
Z=56,Ba	12	6	0.0531	13	4	0.0940	10	3	0.0880
Z=57,La	11	3	0.0617	15	4	0.0976	11	0	0.1012
Z=58,Ce	8	3	0.0645	8	4	0.0888	8	0	0.1044
Z=59,Pr	10	4	0.0658	10	5	0.1062	10	0	0.1155
Z=60,Nd	11	3	0.0714	14	0	0.1202	10	0	0.1263
Z=61,Pm	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Z=62,Sm	10	7	0.0600	13	0	0.1440	11	0	0.1354
Z=63,Eu	8	3	0.0792	8	0	0.1517	8	1	0.1434
Z=64,Gd	13	1	0.0877	17	0	0.1656	15	0	0.1614
Z=65,Tb	15	6	0.0777	18	0	0.1772	13	0	0.1645
Z=66,Dy	13	0	0.0918	15	0	0.1858	14	0	0.1718
Z=67,Ho	16	3	0.0980	21	1	0.1933	19	0	0.1816
Z=68,Er	15	3	0.0968	23	1	0.2066	17	0	0.1904
Z=69,Tm	4	0	0.1023	4	0	0.2246	4	0	0.1952
Z=70,Yb	8	7	0.0832	16	4	0.2254	12	0	0.1992
Z=71,Lu	8	0	0.1149	12	1	0.2428	12	0	0.2175
Z=72,Hf	8	0	0.1240	10	1	0.2651	10	0	0.2265
Z=73,Ta	10	1	0.1284	20	0	0.2558	19	0	0.2390
Z=74,W	20	4	0.1359	23	17	0.2125	23	1	0.2450

Z=75, Re	11	7	0.2426	12	3	0.2791	13	2	0.2426
Z=76, Os	6	2	0.1110	9	0	0.3051	11	0	0.2627
Z=77, Ir	7	1	0.1170	9	0	0.3235	10	0	0.2696
Z=78, Pt	9	1	0.1045	15	1	0.3316	18	0	0.2861
Z=79, Au	20	8	0.1032	25	4	0.3416	25	2	0.3142
Z=80, Hg	15	5	0.1021	25	3	0.3473	23	1	0.3158
Z=81, Tl	18	4	0.1047	25	2	0.3578	25	2	0.3254
Z=82, Pb	20	5	0.1141	27	3	0.3879	30	0	0.3436
Z=83, Bi	20	1	0.1204	25	2	0.4043	24	0	0.3544
Z=86, Rn	-	-	-	1	0	0.4590	1	0	0.3840
Z=88, Ra	-	-	-	3	3	0.4670	2	0	0.4260
Z=90, Th	15	2	0.1526	18	1	0.4828	17	3	0.4383
Z=92, U	12	1	0.1646	19	2	0.4624	18	0	0.4361
Z=93, Np	1	0	0.1960	1	0	0.4930	1	0	0.4800
Z=94, Pu	-	-	-	4	0	0.4729	2	0	0.4904
Z=96, Cm	1	0	0.2500	3	0	0.5221	2	0	0.4652

Ces valeurs moyennes pondérées recommandées ω_{WR} ont été utilisées pour calculer les rendements semi-empiriques de fluorescence. En premier lieu, les rendements de fluorescence recommandés réduits $\left(\frac{\omega_{WR}}{1-\omega_{WR}}\right)^{1/4}$ ont été tracés en fonction de Z et présentés sur la figure III.7 (pour la couche K), la figure III.8 (pour la couche L), la figure III.9 (pour la couche M), la figure III.10 (pour la sous-couche L_1), la figure III.11 (pour la sous-couche L_2) et la figure III.12 (pour la sous-couche L_3).

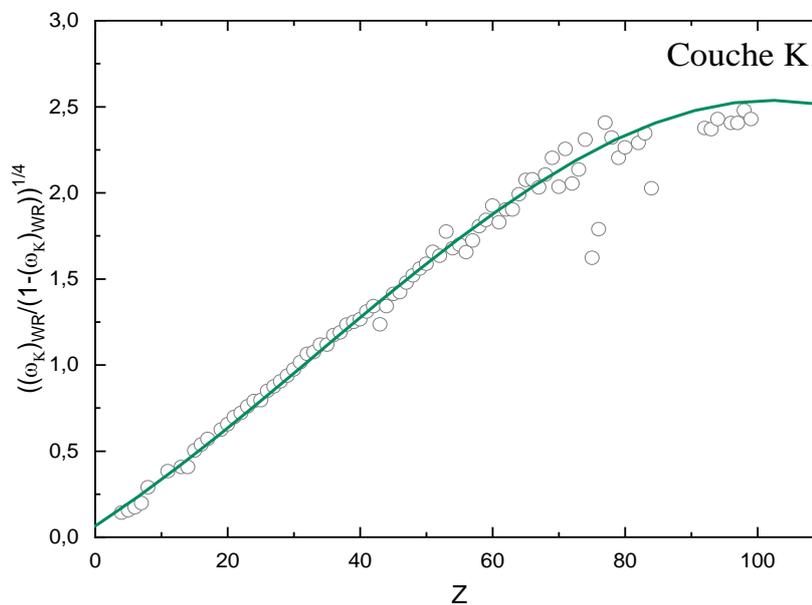


Figure III.7 : Distribution de $\left(\frac{\omega_{KWR}}{1-\omega_{KWR}}\right)^{1/4}$ en fonction du numéro atomique.

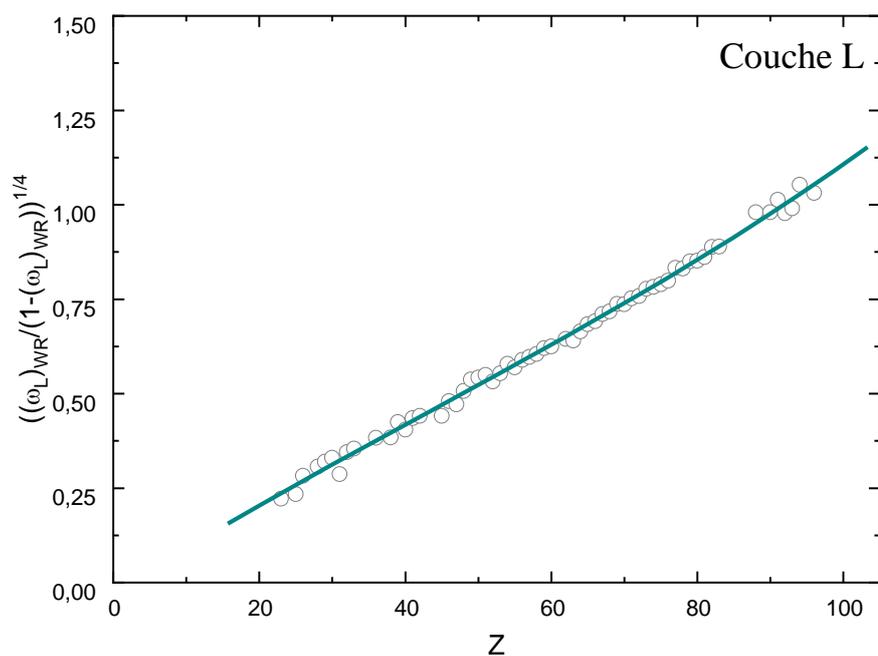


Figure III.8 : Distribution de $\left(\frac{\omega_{LWR}}{1-\omega_{LWR}}\right)^{1/4}$ en fonction du numéro atomique.

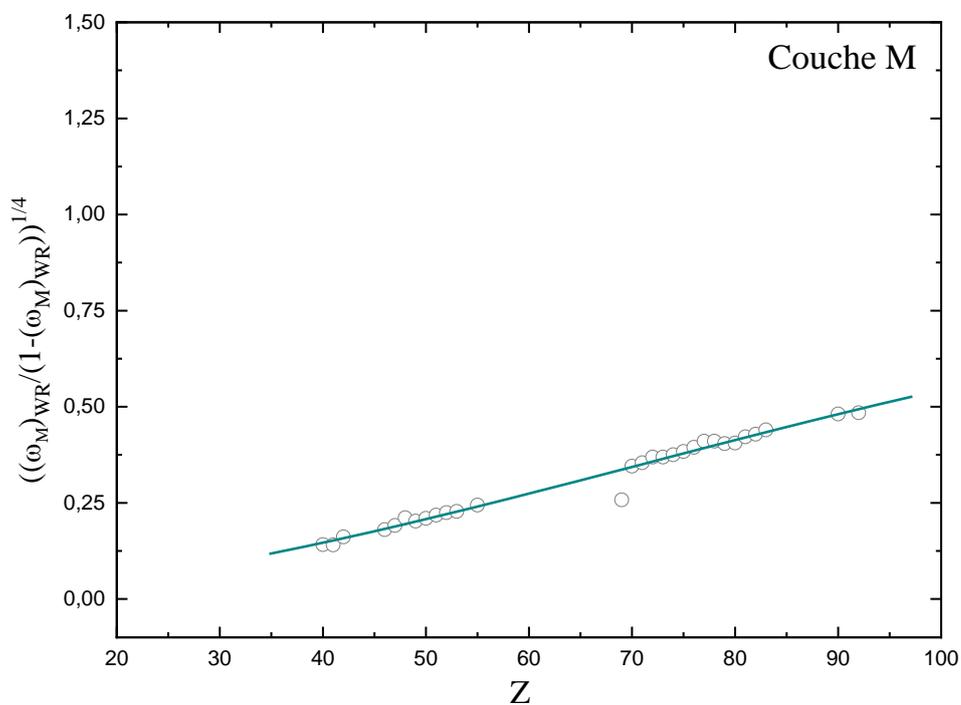


Figure III.9 : Distribution de $\left(\frac{\omega_{MWR}}{1-\omega_{MWR}}\right)^{1/4}$ en fonction du numéro atomique.

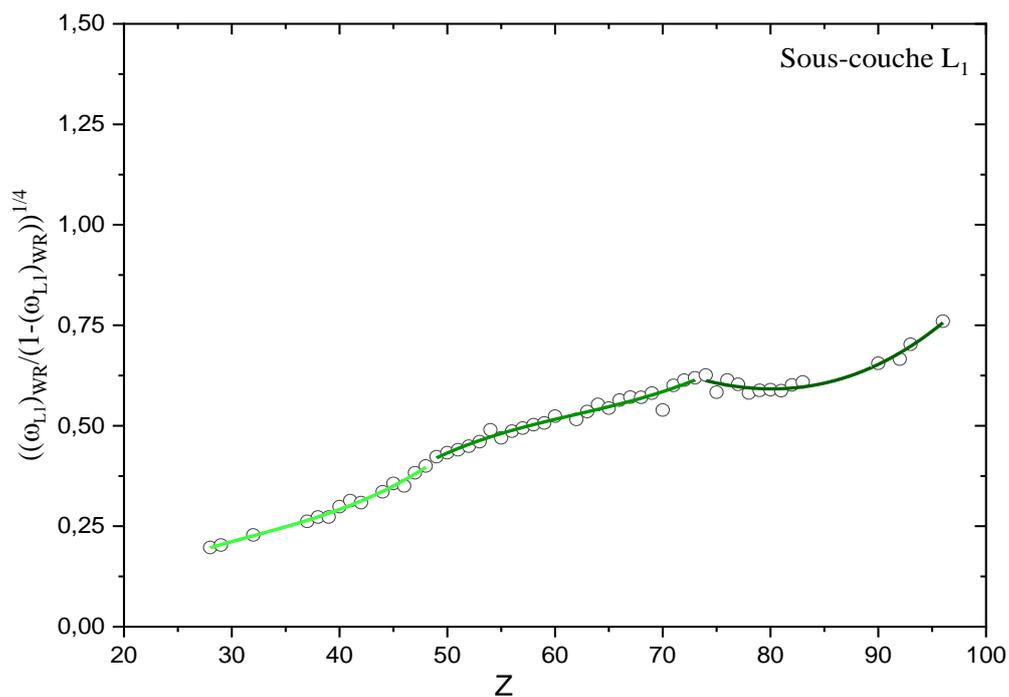


Figure III.10 : Distribution de $\left(\frac{\omega_{L_1,WR}}{1 - \omega_{L_1,WR}}\right)^{1/4}$ en fonction du numéro atomique.

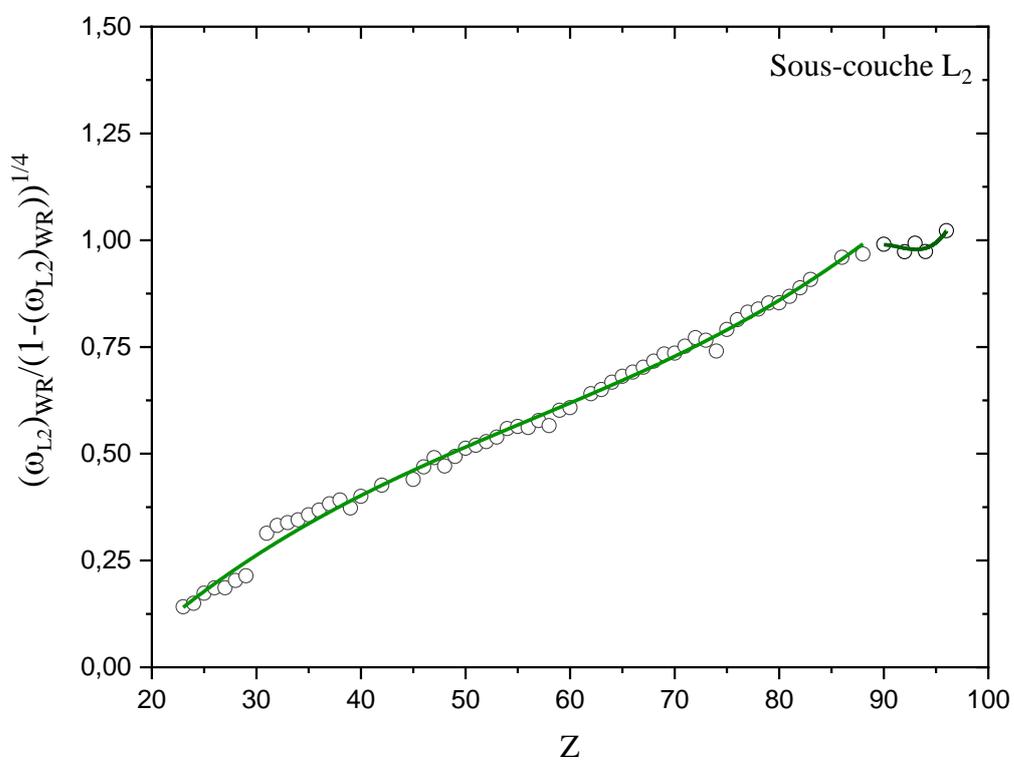


Figure III.11 : Distribution de $\left(\frac{\omega_{L_2,WR}}{1 - \omega_{L_2,WR}}\right)^{1/4}$ en fonction du numéro atomique.

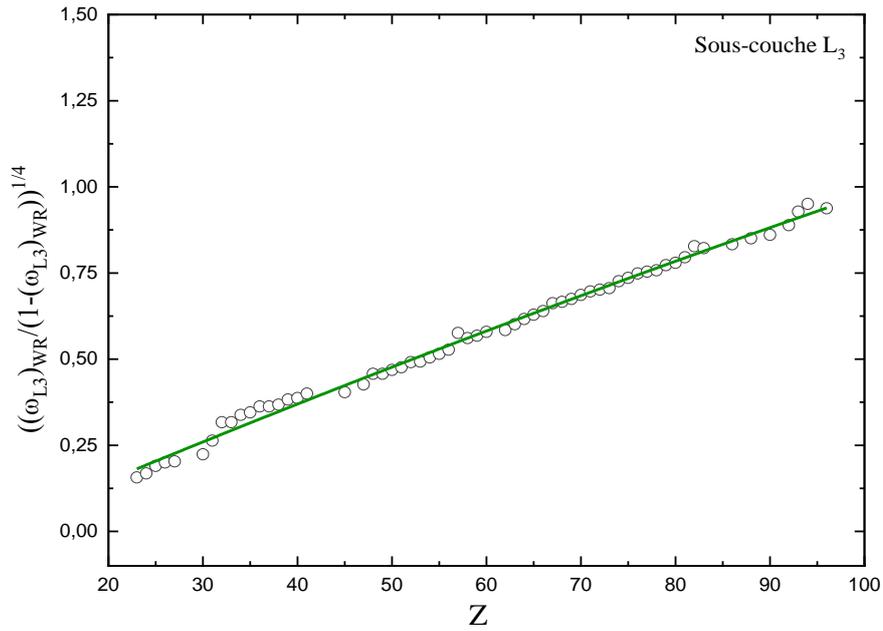


Figure III.12 : Distribution de $\left(\frac{\omega_{L_3WR}}{1-\omega_{L_3WR}}\right)^{1/4}$ en fonction du numéro atomique.

Par la suite, nous avons utilisé la fonction suivante pour les interpolations :

$$\left(\frac{\omega_{WR}}{1-\omega_{WR}}\right)^{1/4} = f(Z) = \sum_{i=0}^3 a_{iX} Z^i, \quad X = K, L, M, L_1, L_2 \text{ et } L_3 \quad \text{III. 2}$$

Avec les coefficients correspondants a_{iK} , a_{iL} , a_{iM} , a_{iL_1} , a_{iL_2} et a_{iL_3} répertoriés dans le tableau III.4.

Tableau III.4: Coefficients d'interpolation selon la formule (2).

		Le numero atomique Z	Paramètres	Valeur
Couche	K	$4 < Z < 99$	a_{0K} a_{1K} a_{2K} a_{1K}	0.0650 0.02486 2.25218×10^{-4} -2.26789×10^{-6}
	L	$23 < Z < 96$	a_{0L} a_{1L} a_{2L} a_{1L}	-0.027 0.01223 -4.01585×10^{-5} 3.12604×10^{-7}
	M	$40 < Z < 92$	a_{0M} a_{1M} a_{2M} a_{1M}	0.00256 7.45871×10^{-4} 8.76063×10^{-5} -4.0974×10^{-7}
Sous Couche	L_1	$28 < Z < 48$	a_{0L_1} a_{1L_1} a_{2L_1} a_{3L_1}	-0,39639 0,04411 -0,00116 1.2212×10^{-5}
		$49 < Z < 73$	a_{0L_1} a_{1L_1} a_{2L_1} a_{3L_1}	-2.86687 0.15194 -0.00235 1.26546×10^{-5}
		$47 < Z < 96$	a_{0L_1} a_{1L_1} a_{2L_1} a_{3L_1}	1.85306 -9.94275×10^{-4} -5.6479×10^{-4} 4.75171×10^{-6}
	L_2	$23 < Z < 89$	a_{0L_2} a_{1L_2} a_{2L_2} a_{3L_2}	-0.47549 0.03578 -4.53486×10^{-4} 2.6852×10^{-6}
		$90 < Z < 96$	a_{0L_2} a_{1L_2} a_{2L_2} a_{3L_2}	-499.63856 16.4297 -0.17968 6.5478×10^{-4}
	L_3	$23 < Z < 96$	a_{0L_3} a_{1L_3} a_{2L_3}	-0.08405 0.01182 -1.21773×10^{-5}

Dans un deuxième temps, après avoir éliminé toutes les valeurs rejetées (les données expérimentales pour lesquelles le rapport $S = \frac{(\omega)_{\text{Exp}}}{(\omega_{\text{WR}})}$ est en dehors de l'intervalle [0.9, 1.1] pour les couches K, L et M et l'intervalle [0.8, 1.2] pour les sous-couches L_i), nous avons tracé le rapport S par rapport au numéro atomique Z . Ensuite, nous avons ajusté ce rapport S (en ne considérant que les points restants) avec un simple polynôme de troisième degré, comme illustré sur la Figure. III.13 (pour la couche K), la Figure. III.14 (pour la couche L), la

Figure. III.15 (pour la couche **M**), la Figure. III.16 (pour la sous-couche **L₁**), la Figure. III.17 (pour la sous-couche **L₂**) et la Figure. III.18 (pour la sous-couche **L₃**):

$$S = \frac{(\omega)_{Exp}}{(\bar{\omega}_{WR})} = g(Z) = \sum_{i=0}^3 b_{iX} Z^i, \quad X = K, L, M, L_1, L_2 \text{ et } L_3 \quad \text{III. 3}$$

Le tableau III.5 contient une liste des paramètres b_{iK} , a_{iL} , b_{iM} , a_{iL_1} , b_{iL_2} et b_{iL_3} d'interpolation pour l'équation (3)

Tableau III.5 : Coefficients d'interpolation selon la formule (3).

couche	Paramètres	Valeurs
K	b_{0K}	1.00624
	b_{1K}	8.42287×10^{-4}
	b_{2K}	-2.88981×10^{-5}
	b_{3K}	-2.88981×10^{-5}
L	b_{0L}	1.00902
	b_{1L}	-4.17308×10^{-4}
	b_{2L}	-8.91666×10^{-7}
	b_{3L}	5.48236×10^{-8}
M	b_{0M}	1.36633
	b_{1M}	-0.01698
	b_{2M}	2.47376×10^{-4}
	b_{3M}	-1.1422×10^{-6}
L₁	b_{0L_1}	1.46605
	b_{1L_1}	-0.02663
	b_{2L_1}	4.52197×10^{-4}
	b_{3L_1}	-2.33998×10^{-6}
L₂	b_{0L_2}	0.94255
	b_{1L_2}	0.00297
	b_{2L_2}	-4.2603×10^{-5}
	b_{3L_2}	2.01617×10^{-7}
L₃	b_{0L_3}	1.09244
	b_{1L_3}	-0.01127
	b_{2L_3}	3.80742×10^{-4}
	b_{3L_3}	-5.00724×10^{-6}
	b_{4L_3}	2.32233×10^{-8}

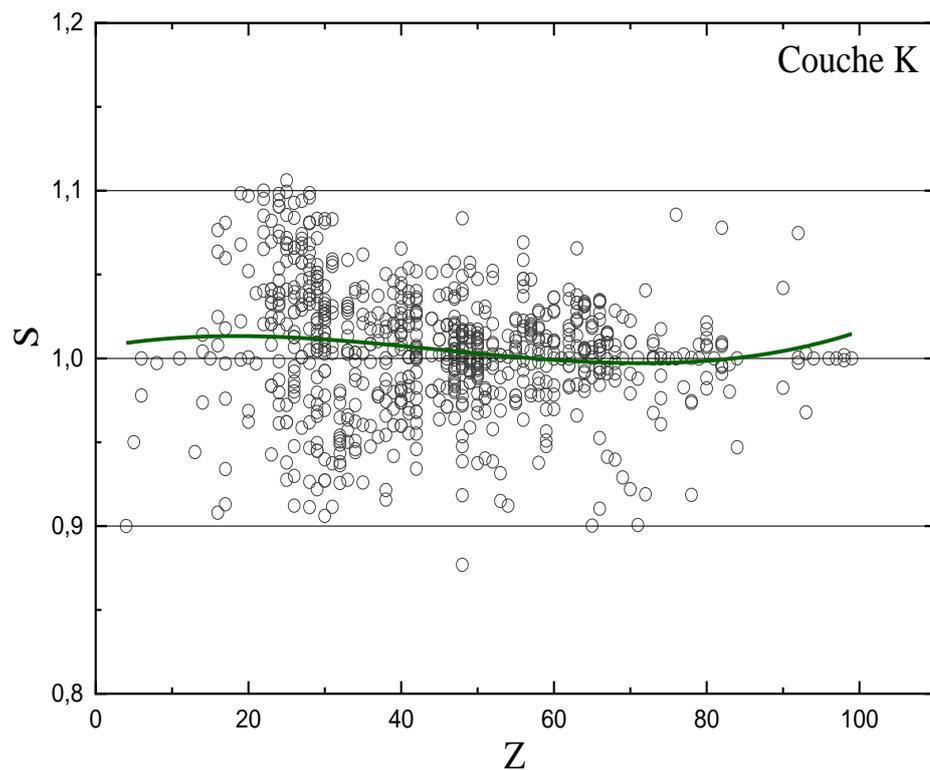


Figure III.13 : Distribution de $S = \frac{(\omega_K)_{Exp}}{(\omega_K - WR)}$ en fonction du numéro atomique.

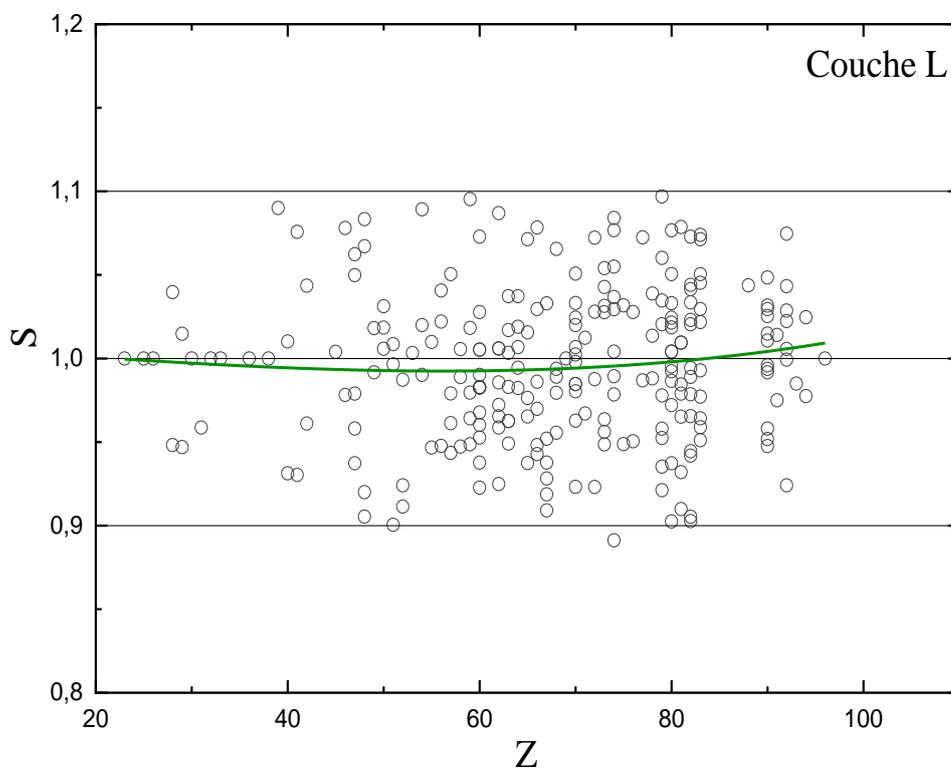


Figure III.14 : Distribution de $S = \frac{(\omega_L)_{Exp}}{(\omega_L - WR)}$ en fonction du numéro atomique.

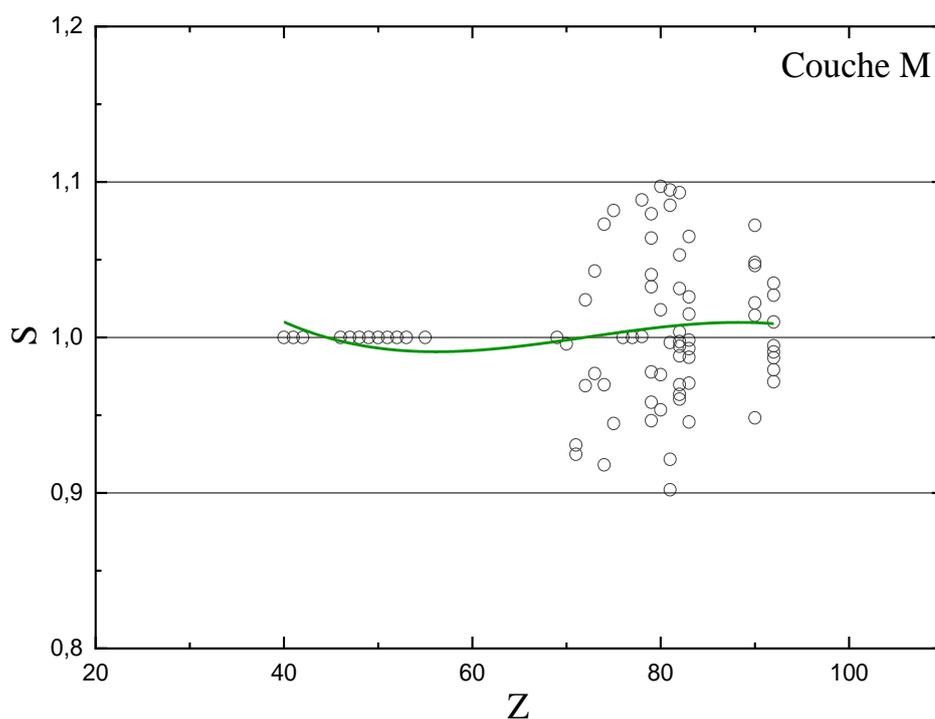


Figure III.15 : Distribution de $S = \frac{(\omega_M)_{Exp}}{(\omega_M-WR)}$ en fonction du numéro atomique.

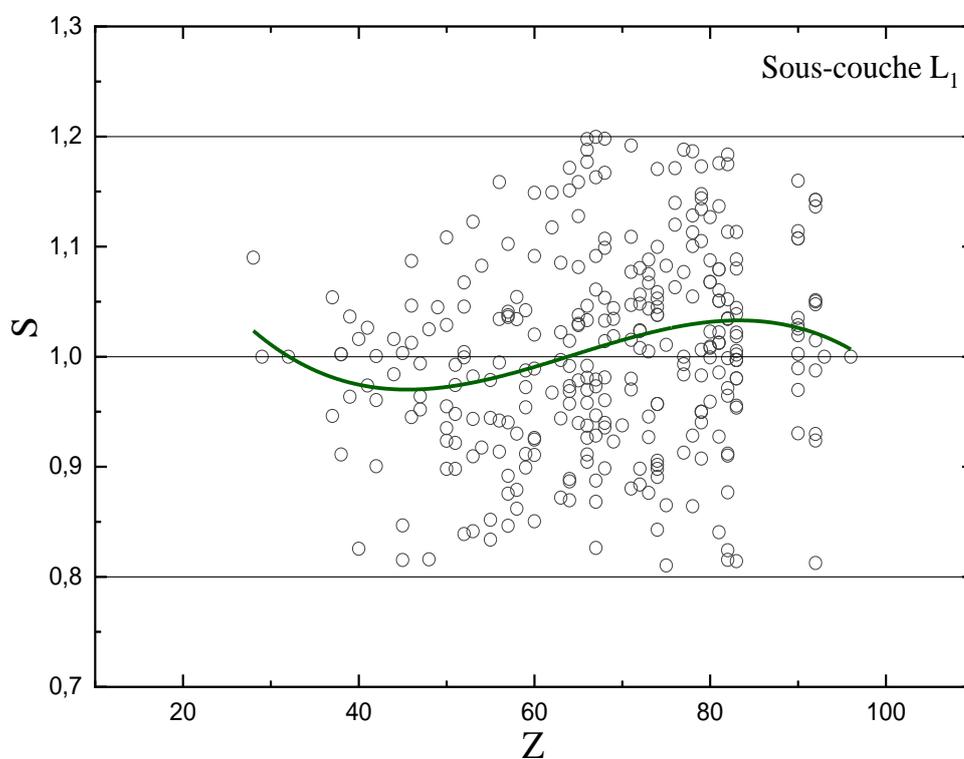


Figure III.16 : Distribution de $S = \frac{(\omega_{L1})_{Exp}}{(\omega_{L1}-WR)}$ en fonction du numéro atomique.

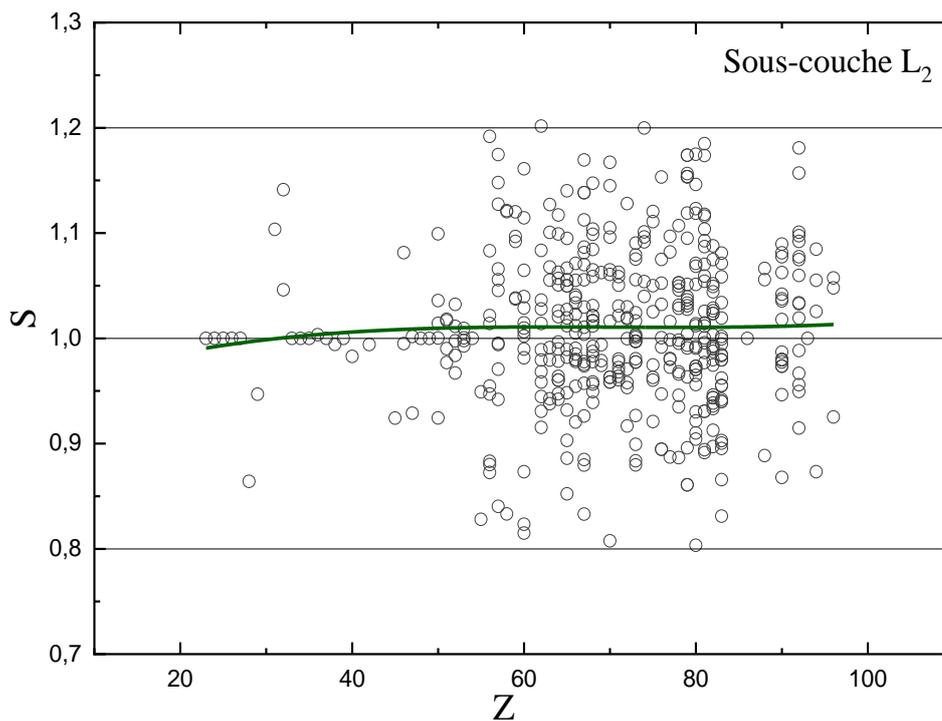


Figure III.17 : Distribution de $S = \frac{(\omega_{L_2})_{Exp}}{(\omega_{L_2-WR})}$ en fonction du numéro atomique.

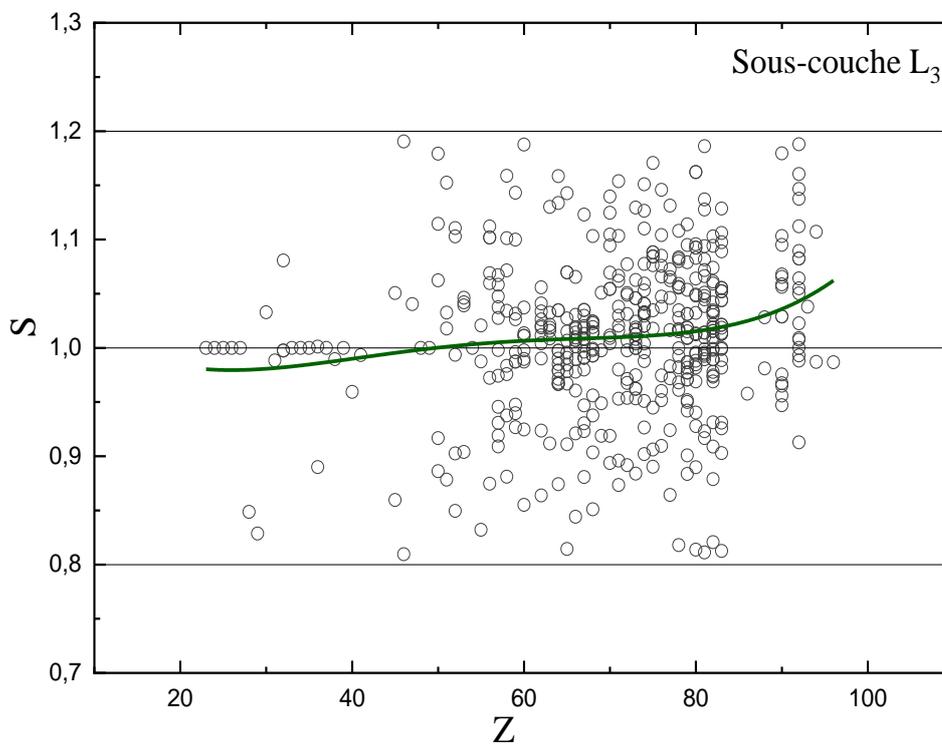


Figure III.18 : Distribution de $S = \frac{(\omega_{L_3})_{Exp}}{(\omega_{L_3-WR})}$ en fonction du numéro atomique.

Enfin, les rendements de fluorescence semi-empiriques moyens ont été calculés en utilisant les deux expressions (2) et (3) telles que :

$$\omega_{S-emp} = \left(\frac{(f(Z))^4}{1+(f(Z))^4} \right) \times g(Z) \quad \text{III. 4}$$

2. Résultat et discussion

Les calculs actuels des rendements moyens de fluorescence semi-empiriques pour tous les éléments dans la plage de $4 \leq Z \leq 99$ pour la couche K , $23 \leq Z \leq 96$ pour la couche L , $40 \leq Z \leq 92$ pour la couche M , $28 \leq Z \leq 96$ pour la sous-couche L_1 , et $23 \leq Z \leq 96$ pour les sous-couches L_2 et L_3 sont présentés dans ce travail. Ces résultats sont répertoriés dans les Tables III.6, III.7, III.8, III.9, III.10 et III.11. Les valeurs théoriques couvrent les contributions de Kostroun *et al.*, (1971), les résultats ajustés de Walters and Bhalla (1971), Bambynek *et al.*, (1972), Krause (1979), Hubbell *et al.*, (1994), Kahoul *et al.*, (2012), Daoudi *et al.*, (2015), ainsi que les mesures expérimentales de Hönicke *et al.*, (2016), Rani *et al.*, (1988), Yashoda *et al.*, (2002, 2005), Ahmad (1979), Gray (1956) pour la couche K , qui sont également répertoriées dans le tableau III.6. Pour la couche L , les valeurs théoriques de Chen *et al.*, (1981), les résultats ajustés de Puri *et al.*, (1993), Hubbell *et al.*, (1994), Öz *et al.*, (1999a), Bendjedi *et al.*, (2015), et Sahnoune *et al.*, (2020), ainsi que les mesures expérimentales de McNeir *et al.*, (1991), Duggan *et al.*, (1985), Ertuğrul (2002a), Singh *et al.*, (1990), et Hally and Engelkemeir (1964) ont été intégrées dans le tableau III.7.

Le tableau III.8 présente les valeurs théoriques de Öz *et al.* (1999b), les valeurs empiriques de Hubbell *et al.*, (1994), Kahoul *et al.*, (2014), Khalfallah *et al.*, (2015), et les mesures expérimentales de Ertuğral *et al.*, (2002), et Apaydin *et al.*, (2005). Pour les trois sous-couches L_i , les valeurs théoriques de Krause (1979), les résultats ajustés de Puri *et al.*, (1993), Campbell (2003), et Sahnoune *et al.*, (2016) pour les trois sous-couches. De plus, les mesures expérimentales considérées proviennent de Duggal *et al.*, (2018), Bonzi and Badiger (2006), Bansal *et al.*, (2017), Kacal *et al.*, (2012), Han and Demir (2011) pour la sous-couche L_1 , et de Lee and Salem (1974), Ertugrul and Şimşek (2002), Kolbe *et al.*, (2012), Bonzi and Badiger (2006), Aylikci *et al.*, (2015) pour les sous-couches L_2 et L_3 répertoriés dans les deux tableaux III.10 et III.11.

Tableau III.6 : Rendements moyens de fluorescence de la couche K semi-empirique (ce travail), théorique, empirique et expérimental (autres travaux) pour tous les éléments de la région $4 \leq Z \leq 99$.

Numéro atomique Z	Ce travail	Autres travaux							Expérimentales
		Théoriques		Empiriques					
	Semi-Empirique	Kostroun <i>et al.</i> , (1971)	Walters and Bhalla (1971)	Bambynek <i>et al.</i> , (1972)	Krause (1979)	Hubbell <i>et al.</i> , (1994)	Kahoul <i>et al.</i> , (2012)	Daoudi <i>et al.</i> , (2015)	
Z = 4, Be	0.0008	–	–	0.00016	–	0.0002	–	0,0004	–
Z = 5, B	0.0015	–	–	0.00045	–	0.0006	–	0,0008	–
Z = 6, C	0.0024	–	0.0024	0.00101	0.0028	0.0014	–	0,0015	–
Z = 7, N	0.0039	–	0.0047	0.00198	0.0052	0.0025	–	0,0026	–
Z = 8, O	0.0059	–	0.0077	0.00351	0.0083	0.0043	–	0,0044	0.0068 ^b
Z = 9, F	0.0087	–	0.0115	0.00579	0.0130	0.0069	–	0,0071	–
Z = 10, Ne	0.0124	0.0204	0.0164	0.00902	0.0180	0.0104	–	0,0109	–
Z = 11, Na	0.0172	0.0240	0.0224	0.01340	0.0230	0.0151	0.0189	0,0161	0.0210 ^c
Z = 12, Mg	0.0233	0.0272	0.0301	0.01920	0.0300	0.0213	0.0234	0,0231	–
Z = 13, Al	0.0309	0.0333	0.0398	0.02650	0.0390	0.0291	0.0313	0,0321	–
Z = 14, Si	0.0403	0.0441	0.0514	0.04690	0.0500	0.0387	0.0433	0,0434	0.0480 ^c
Z = 15, P	0.0515	0.0572	0.0653	0.06030	0.0630	0.0504	0.0595	0,0571	–
Z = 16, S	0.0648	0.0727	0.0818	0.07600	0.0780	0.0642	0.0798	0,0734	0.0700 ^c
Z = 17, Cl	0.0803	0.0915	0.1004	0.09410	0.0970	0.0804	0.1024	0,0923	0.0890 ^c
Z = 18, Ar	0.0982	0.1110	0.1215	0.11500	0.1180	0.0989	0.1248	0,1135	–
Z = 19, K	0.1184	0.1320	0.1448	0.13800	0.1400	0.1199	0.1432	0,1370	0.1340 ^c
Z = 20, Ca	0.1411	0.1550	0.1708	0.16300	0.1630	0.1432	0.1538	0,1622	–
Z = 21, Si	0.1661	0.1830	0.1991	0.19000	0.1880	0.1687	0.1799	0,1854	–
Z = 22, Ti	0.1933	0.2120	0.2273	0.21900	0.2140	0.1962	0.2090	0,2148	0.2180 ^d
Z = 23, V	0.2225	0.2430	0.2608	0.24900	0.2430	0.2256	0.2394	0,2457	0.2490 ^d
Z = 24, Cr	0.2534	0.2760	0.2939	0.28100	0.2750	0.2564	0.2709	0,2776	–
Z = 25, Mn	0.2858	0.3100	0.3276	0.31400	0.3080	0.2885	0.3030	0,3103	–
Z = 26, Fe	0.3193	0.3440	0.3624	0.34700	0.3400	0.3213	0.3355	0,3433	–
Z = 27, Co	0.3534	0.3790	0.3977	0.38100	0.3730	0.3546	0.3680	0,3764	0.3750 ^d
Z = 28, Ni	0.3879	0.4140	0.4329	0.41400	0.4060	0.3880	0.4003	0,4093	0.4080 ^d
Z = 29, Cu	0.4223	0.4480	0.4678	0.44600	0.4400	0.4212	0.4321	0,4417	0.4380 ^d
Z = 30, Zn	0.4564	0.4820	0.5014	0.47900	0.4740	0.4538	0.4632	0,4734	0.4710 ^d
Z = 31, Ga	0.4898	0.5140	0.5338	0.51000	0.5070	0.4857	0.4935	0,5042	–
Z = 32, Ge	0.5223	0.5450	0.5650	0.54000	0.5350	0.5166	0.5228	0,5339	–
Z = 33, As	0.5535	0.5740	0.5947	0.56800	0.5620	0.5464	0.5511	0,5625	0.5430 ^d
Z = 34, Se	0.5835	0.6020	0.6230	0.59600	0.5890	0.5748	0.5782	0,5899	0.6020 ^d
Z = 35, Br	0.6119	0.6290	0.6498	0.62200	0.6180	0.6019	0.6041	0,6161	–
Z = 36, Kr	0.6389	0.6550	0.6754	0.64600	0.6430	0.6275	0.6288	0,6409	–
Z = 37, Rb	0.6642	0.6790	0.6987	0.66900	0.6670	0.6517	0.6523	0,6644	–
Z = 38, Sr	0.6879	0.7020	0.7211	0.69100	0.6900	0.6744	0.6746	0,6866	0.6670 ^d
Z = 39, Y	0.7101	0.7220	0.7420	0.71100	0.7100	0.6956	0.6956	0,7075	0.6810 ^d
Z = 40, Zr	0.7307	0.7410	0.7611	0.73000	0.7300	0.7155	0.7156	0,7272	0.7010 ^d
Z = 41, Nb	0.7498	0.7590	0.7788	0.74700	0.7470	0.7340	0.7344	0,7457	0.7130 ^e
Z = 42, Mo	0.7674	0.7760	0.7951	0.76400	0.7650	0.7512	0.7521	0,7631	0.7510 ^d , 0.7140 ^e
Z = 43, Tc	0.7837	0.7920	0.8093	0.77900	0.7800	0.7672	0.7688	0,7793	–
Z = 44, Ru	0.7987	0.8070	0.8236	0.79300	0.7940	0.7821	0.7845	0,7946	–
Z = 45, Rh	0.8126	0.8200	0.8367	0.80600	0.8080	0.7958	0.7993	0,8088	0.7790 ^e
Z = 46, Pd	0.8253	0.8330	0.8491	0.81800	0.8200	0.8086	0.8131	0,8221	0.7810 ^e
Z = 47, Ag	0.8370	0.8440	0.8605	0.83000	0.8310	0.8204	0.8261	0,8345	0.8210 ^d
Z = 48, Cd	0.8477	0.8550	0.8707	0.84000	0.8430	0.8313	0.8383	0,8461	0.8130 ^e
Z = 49, In	0.8575	0.8650	0.8803	0.85000	0.8530	0.8415	0.8497	0,8569	0.8370 ^d , 0.8190 ^e
Z = 50, Sn	0.8665	0.8740	0.8889	0.85900	0.8620	0.8508	0.8604	0,8670	0.84900 ^d
Z = 51, Sb	0.8665	–	0.8971	0.86700	0.8700	0.8676	0.8796	0,8458	0.8660 ^d 0.8400 ^e
Z = 52, Te	0.8748	0.8900	0.9046	0.87500	0.8770	0.8750	0.8844	0,8653	–
Z = 53, I	0.8824	–	0.9112	0.88200	0.8840	0.8819	0.8890	0,8809	0.8400 ^d
Z = 54, Xe	0.8894	–	–	0.88800	0.8910	0.8883	0.8934	0,8936	–
Z = 55, Cs	0.8958	–	–	0.89500	0.8970	0.8942	0.8975	0,9040	–
Z = 56, Ba	0.9017	–	–	0.90000	0.9020	0.8997	0.9015	0,9125	–
Z = 57, La	0.9071	–	–	0.90600	0.9070	0.9049	0.9053	0,9196	0.8500 ^e
Z = 58, Ce	0.9120	–	–	0.91100	0.9120	0.9096	0.9088	0,9256	0.9400 ^e
Z = 59, Pr	0.9166	–	–	0.91500	0.9170	0.9140	0.9123	0,9305	0.9000 ^e
Z = 60, Nd	0.9208	–	–	0.92000	0.9210	0.9181	0.9155	0,9347	0.9000 ^e

Z = 61, Pm	0.9247	–	–	0.9240	0.9250	0.9220	0.9186	0.9383	0.9320 ^e
Z = 62, Sm	0.9283	–	–	0.9270	0.9290	0.9255	0.9216	0.9413	–
Z = 63, Eu	0.9316	–	–	0.9310	0.9320	0.9289	0.9244	0.9439	–
Z = 64, Gd	0.9347	–	–	0.9340	0.9350	0.9320	0.9271	0.9461	–
Z = 65, Tb	0.9375	–	–	0.9370	0.9380	0.9349	0.9297	0.9479	0.9460 ^e
Z = 66, Dy	0.9402	–	–	0.9400	0.9410	0.9376	0.9322	0.9495	0.9490 ^e
Z = 67, Ho	0.9427	–	–	0.9430	0.9440	0.9401	0.9345	0.9509	0.9520 ^e
Z = 68, Er	0.9450	–	–	0.9450	0.9470	0.9425	0.9368	0.9520	–
Z = 69, Tm	0.9471	–	–	0.9470	0.9490	0.9447	0.9389	0.9530	–
Z = 70, Yb	0.9492	–	–	0.9500	0.9510	0.9467	0.9410	0.9539	0.9590 ^e
Z = 71, Lu	0.9511	–	–	0.9520	0.9530	0.9487	0.9430	0.9546	0.9360 ^g
Z = 72, Hf	0.9529	–	–	0.9540	0.9550	0.9505	0.9448	0.9552	0.9630 ^e
Z = 73, Ta	0.9546	–	–	0.9560	0.9570	0.9522	0.9466	0.9557	–
Z = 74, W	0.9562	–	–	0.9570	0.9580	0.9538	0.9484	0.9561	–
Z = 75, Re	0.9578	–	–	0.9590	0.9590	0.9553	0.9500	0.9565	0.9660 ^e
Z = 76, Os	0.9593	–	–	0.9600	0.9610	0.9567	0.9516	0.9568	–
Z = 77, Ir	0.9607	–	–	0.9620	0.9620	0.9580	0.9531	0.9571	–
Z = 78, Pt	0.9621	–	–	0.9630	0.9630	0.9592	0.9546	0.9574	0.9730 ^e
Z = 79, Au	0.9634	–	–	0.9640	0.9640	0.9604	0.9560	0.9576	–
Z = 80, Hg	0.9647	–	–	0.9660	0.9650	0.9615	0.9573	0.9579	–
Z = 81, Tl	0.9672	–	–	0.9680	0.9670	0.9634	0.9599	0.9581	0.9750 ^e
Z = 82, Pb	0.9685	–	–	0.9680	0.9680	0.9643	0.9611	0.9585	0.9740 ^e , 0.9600 ^g
Z = 83, Bi	0.9697	–	–	0.9700	0.9680	0.9652	0.9622	0.9588	0.9600 ^g
Z = 84, Po	0.9709	–	–	0.9710	0.9690	0.9659	0.9633	0.9592	0.9440 ^g
Z = 85, At	0.9721	–	–	0.9720	0.9690	0.9667	0.9644	0.9597	–
Z = 86, Rn	0.9733	–	–	0.9720	0.9700	0.9674	0.9654	0.9602	–
Z = 87, Fr	0.9745	–	–	0.9730	0.9700	0.9680	0.9664	0.9608	–
Z = 88, Ra	0.9758	–	–	0.9740	0.9710	0.9686	0.9673	0.9614	–
Z = 89, Ac	0.9770	–	–	0.9750	0.9710	0.9691	0.9682	0.9622	–
Z = 90, Th	0.9782	–	–	0.9750	0.9720	0.9696	0.9691	0.9630	–
Z = 91, Pa	0.9795	–	–	0.9760	0.9720	0.9701	0.9699	0.9640	0.9670 ^g
Z = 92, U	0.9808	–	–	–	0.9730	0.9706	0.9707	0.9650	0.9720 ^f
Z = 93, Np	0.9821	–	–	–	0.9730	0.9710	0.9715	0.9661	0.9720 ^f
Z = 94, Pu	0.9834	–	–	–	0.9740	0.9713	0.9723	0.9673	–
Z = 95, Am	0.9848	–	–	–	0.9740	0.9717	0.9730	0.9685	0.9710 ^f
Z = 96, Cm	0.9862	–	–	–	0.9750	0.9720	0.9737	0.9699	0.9710 ^f
Z = 97, Bk	0.9876	–	–	–	0.9750	0.9722	0.9744	0.9712	0.9730 ^f
Z = 98, Cf	0.9890	–	–	–	0.9750	0.9725	0.9750	0.9727	0.9720 ^f
Z = 99, Es	0.9905	–	–	–	–	–	–	0.9742	–

^b Hönicke *et al.*, (2016)

^c Rani *et al.*, (1988)

^d Yashoda *et al.*, (2005)

^e Yashoda *et al.*, (2002)

^f Ahmad (1979).

^g Gray (1956)

Tableau III.7 : Rendements moyens de fluorescence de la couche L semi-empirique (ce travail), théorique, empirique et expérimental (autres travaux) pour tous les éléments de la région $23 \leq Z \leq 96$.

Numéro atomique Z	Ce travail	Autres travaux						Expérimentales
		Théoriques		Empiriques				
	Semi-Empirique	Chen <i>et al.</i> , (1981)	Puri <i>et al.</i> , (1993)	Hubbell <i>et al.</i> , (1994)	Öz <i>et al.</i> , (1999a)	Bendjedi <i>et al.</i> , (2015)	Sahnoune <i>et al.</i> , (2020)	
Z = 23, V	0.0031	–	–	–	–	–	0.0036	–
Z = 24, Cr	0.0038	–	–	–	–	–	0.0042	–
Z = 25, Mn	0.0044	–	0.0037	–	–	0.0039	0.0050	–
Z = 26, Fe	0.0052	–	0.0053	0.0064	–	0.0052	0.0058	0.0063 ^a
Z = 27, Co	0.0061	–	0.0069	–	–	0.0069	0.0068	–
Z = 28, Ni	0.0071	–	0.0050	0.0088	–	0.0086	0.0078	0.0091 ^a , 0.0083 ^b
Z = 29, Cu	0.0082	–	0.0101	0.0100	–	0.010	0.0090	0.0105 ^a , 0.0098 ^b
Z = 30, Zn	0.0094	–	0.0103	0.0113	–	0.011	0.0103	0.0117 ^a
Z = 31, Ga	0.0107	–	0.0122	0.0128	–	0.012	0.0117	–
Z = 32, Ge	0.0122	–	0.0141	0.0141	–	0.014	0.0132	0.0139 ^a
Z = 33, As	0.0138	–	0.0160	0.0156	–	0.016	0.0149	0.0156 ^b
Z = 34, Se	0.0155	–	0.0180	–	–	0.018	0.0168	–
Z = 35, Br	0.0174	–	0.0199	–	–	0.020	0.0188	–
Z = 36, Kr	0.0195	–	0.0209	0.0211	–	0.021	0.0210	–
Z = 37, Rb	0.0217	–	0.0234	0.0232	–	0.023	0.0234	–
Z = 38, Sr	0.0241	–	0.0260	0.0256	–	0.026	0.0260	0.0213 ^b
Z = 39, Y	0.0267	–	0.0289	0.0282	–	0.029	0.0287	–
Z = 40, Zr	0.0295	–	0.0319	0.0310	–	0.031	0.0317	0.0330 ^b , 0.0260 ^c
Z = 41, Nb	0.0324	–	0.0350	0.0342	–	0.035	0.0349	0.0320 ^c
Z = 42, Mo	0.0356	–	0.0384	0.0376	–	0.038	0.0383	0.0350 ^c
Z = 43, Tc	0.0390	–	0.0420	–	–	0.042	0.0419	–
Z = 44, Ru	0.0426	–	0.0459	–	–	0.046	0.0458	–
Z = 45, Rh	0.0464	–	0.0499	0.0499	–	0.049	0.0498	–
Z = 46, Pd	0.0505	–	0.0543	0.0547	–	0.053	0.0542	0.0390 ^b , 0.0490 ^c
Z = 47, Ag	0.0548	–	0.0589	0.0599	–	0.058	0.0588	0.0510 ^c
Z = 48, Cd	0.0593	–	0.0637	0.0656	–	0.063	0.0636	0.0560 ^c
Z = 49, In	0.0641	–	0.0689	0.0717	–	0.068	0.0687	0.0650 ^c
Z = 50, Sn	0.0692	–	0.0743	0.0782	–	0.073	0.0740	0.0690 ^c
Z = 51, Sb	0.0745	–	0.0800	0.0852	–	0.079	0.0797	0.0750 ^c
Z = 52, Te	0.0801	–	0.0860	0.0934	–	0.081	0.0855	0.0780 ^c
Z = 53, I	0.0860	–	0.0923	0.0960	–	0.091	0.0917	0.0860 ^c
Z = 54, Xe	0.0921	–	0.0989	–	–	0.097	0.0981	–
Z = 55, Cs	0.0985	–	0.1058	–	–	0.104	0.1048	0.0900 ^c
Z = 56, Ba	0.1052	–	0.1130	0.1100	–	0.111	0.1118	0.1100 ^d
Z = 57, La	0.1122	0.1140	0.1204	0.1160	–	0.119	0.1190	0.1180 ^d
Z = 58, Ce	0.1195	0.1210	0.1282	0.1230	–	0.127	0.1265	0.1210 ^d
Z = 59, Pr	0.1271	0.1290	0.1363	0.1300	–	0.127	0.1342	0.1320 ^d
Z = 60, Nd	0.1349	0.1380	0.1447	0.1380	–	0.140	0.1422	0.1430 ^d
Z = 61, Pm	0.1430	0.1460	0.1533	–	–	0.156	0.1505	–
Z = 62, Sm	0.1515	0.1550	0.1623	0.1550	–	0.162	0.1590	0.1610 ^d
Z = 63, Eu	0.1602	0.1640	0.1715	0.1650	–	0.171	0.1677	0.1640 ^d
Z = 64, Gd	0.1692	0.1730	0.1810	0.1740	–	0.181	0.1767	0.1840 ^d
Z = 65, Tb	0.1785	0.1840	0.1907	0.1840	–	0.191	0.1859	0.1920 ^d
Z = 66, Dy	0.1880	0.1940	0.2007	0.1940	–	0.201	0.1953	0.1990 ^d
Z = 67, Ho	0.1979	0.2040	0.2109	0.2050	–	0.212	0.2050	0.2170 ^d
Z = 68, Er	0.2080	0.2140	0.2213	0.2150	–	0.222	0.2148	0.2230 ^d
Z = 69, Tm	0.2183	0.2230	0.2320	0.2260	–	0.232	0.2248	0.2280 ^d
Z = 70, Yb	0.2289	0.2310	0.2428	0.2360	–	0.243	0.2350	0.2390 ^d
Z = 71, Lu	0.2398	0.2410	0.2538	0.2470	–	0.255	0.2453	0.2460 ^d
Z = 72, Hf	0.2509	0.2520	0.2650	0.2580	–	0.266	0.2559	0.2550 ^d
Z = 73, Ta	0.2622	0.2640	0.2764	0.2690	–	0.277	0.2665	0.2740 ^d
Z = 74, W	0.2738	0.2770	0.2878	0.2800	–	0.289	0.2773	0.2850 ^d
Z = 75, Re	0.2855	0.2900	0.2994	0.2920	–	0.296	0.2882	0.2860 ^d
Z = 76, Os	0.2975	0.3010	0.3111	–	–	0.309	0.2991	0.2860 ^d
Z = 77, Ir	0.3096	0.3120	0.3229	0.3140	–	0.320	0.3102	–
Z = 78, Pt	0.3219	0.3220	0.3347	0.3260	–	0.331	0.3214	0.3260 ^d
Z = 79, Au	0.3344	0.3320	0.3465	0.3370	–	0.342	0.3326	0.3280 ^d
Z = 80, Hg	0.3470	0.3420	0.3584	0.3480	–	0.354	0.3438	0.3300 ^d

Z = 81, Tl	0.3597	0.3520	0.3702	0.3600	0.365	0.3402	0.3551	–
Z = 82, Pb	0.3726	0.3630	0.3820	0.3710	0.377	0.3516	0.3665	0.3540 ^d
Z = 83, Bi	0.3856	0.3740	0.3937	0.3830	0.389	0.3630	0.3778	0.3740 ^d
Z = 84, Po	0.3986	0.3850	0.4053	–	0.401	0.3744	0.3891	0.3740 ^d
Z = 85, At	0.4118	0.3970	0.4167	–	0.414	0.3858	0.4004	–
Z = 86, Rn	0.4250	0.4090	0.4280	–	0.424	0.3972	0.4117	–
Z = 87, Fr	0.4382	0.4220	0.4392	–	0.437	0.4086	0.4230	–
Z = 88, Ra	0.4515	0.4340	0.4501	–	0.448	0.4200	0.4341	–
Z = 89, Ac	0.4648	0.4460	0.4607	–	0.460	0.4313	0.4453	–
Z = 90, Th	0.4780	0.4580	0.4711	0.4680	0.472	0.4426	0.4563	–
Z = 91, Pa	0.4913	0.4700	0.4811	–	0.482	0.4537	0.4673	0.4730 ^d
Z = 92, U	0.5046	0.4810	0.4908	0.4950	0.493	0.4648	0.4782	–
Z = 93, Np	0.5178	–	0.5000	–	–	–	0.4890	0.4890 ^d
Z = 94, Pu	0.5310	–	0.5089	–	–	–	0.4997	–
Z = 95, Am	0.5441	–	0.5173	–	–	–	0.5103	0.5400 ^e
Z = 96, Cm	0.5571	–	–	–	–	–	–	0.5310 ^e

^a McNeir *et al.*, (1991).

^b Duggan *et al.*, (1985).

^c Ertuğrul (2002).

^d Singh *et al.*, (1990).

^e Hally and Engelkemeir (1964)

Tableau III.8 : Rendements moyens de fluorescence de la couche *M* semi-empirique (ce travail), théorique, empirique et expérimental (autres travaux) pour tous les éléments de la région $40 \leq Z \leq 96$

Numéro atomique <i>Z</i>	Ce travail	Autres travaux				Expérimentales
		Théoriques		Empiriques		
	Semi-Empirique	Özet <i>et al.</i> , (1999b)	Hubbell <i>et al.</i> , (1994)	Kahoul <i>et al.</i> , (2014)	Khalafallah <i>et al.</i> , (2015)	
Z = 40, Zr	0.0004	0.0007	0.0006	0.0007	–	0.0004 ^a
Z = 41, Nb	0.0005	0.0008	0.0007	0.0008	–	0.0003 ^a
Z = 42, Mo	0.0006	0.0009	0.0009	0.0010	–	0.0006 ^a
Z = 43, Tc	0.0007	0.0010	0.0010	0.0011	–	–
Z = 44, Ru	0.0008	0.0011	0.0011	0.0013	–	–
Z = 45, Rh	0.0009	0.0012	0.0013	0.0015	–	–
Z = 46, Pd	0.0011	0.0012	0.0015	0.0017	–	0.0010 ^a
Z = 47, Ag	0.0012	0.0013	0.0017	0.0019	–	0.0013 ^a
Z = 48, Cd	0.0014	0.0014	0.0019	0.0021	–	0.0019 ^a
Z = 49, In	0.0016	0.0015	0.0021	0.0024	–	0.0016 ^a
Z = 50, Sn	0.0018	0.0016	0.0024	0.0027	–	0.0019 ^a
Z = 51, Sb	0.0020	0.0016	0.0026	0.0030	–	0.0022 ^a
Z = 52, Te	0.0023	0.0017	0.0029	0.0033	–	0.0025 ^a
Z = 53, I	0.0026	0.0018	0.0033	0.0036	–	0.0026 ^a
Z = 54, Xe	0.0029	0.0018	0.0036	0.0040	–	–
Z = 55, Cs	0.0033	0.0019	0.0040	0.0044	–	0.0035 ^a
Z = 56, Ba	0.0036	0.0020	0.0044	0.0049	–	–
Z = 57, La	0.0041	0.0021	0.0048	0.0054	–	–
Z = 58, Ce	0.0045	0.0025	0.0052	0.0059	–	–
Z = 59, Pr	0.0050	0.0029	0.0057	0.0064	–	–
Z = 60, Nd	0.0055	0.0035	0.0062	0.0070	–	–
Z = 61, Pm	0.0061	0.0043	0.0068	0.0076	–	–
Z = 62, Sm	0.0067	0.0053	0.0074	0.0083	–	–
Z = 63, Eu	0.0074	0.0064	0.0080	0.0090	–	–
Z = 64, Gd	0.0081	0.0076	0.0087	0.0097	–	–
Z = 65, Tb	0.0089	0.0089	0.0094	0.0105	–	–
Z = 66, Dy	0.0097	0.0100	0.0102	0.0113	–	–
Z = 67, Ho	0.0106	0.0117	0.0110	0.0122	–	–
Z = 68, Er	0.0116	0.0131	0.0118	0.0131	–	–
Z = 69, Tm	0.0126	0.0145	0.0127	0.0141	–	0.0044 ^b
Z = 70, Yb	0.0137	0.0159	0.0136	0.0154	0.0145	0.0140 ^b
Z = 71, Lu	0.0148	0.0173	0.0146	0.0165	0.0158	0.0192 ^b
Z = 72, Hf	0.0160	0.0186	0.0156	0.0177	0.0174	–
Z = 73, Ta	0.0173	0.0201	0.0167	0.0189	0.0195	–
Z = 74, W	0.0187	0.0213	0.0179	0.0201	0.0199	0.0188 ^b
Z = 75, Re	0.0201	0.0226	0.0191	0.0214	0.0210	0.0200 ^b
Z = 76, Os	0.0216	0.0239	0.0203	0.0228	0.0225	–
Z = 77, Ir	0.0232	0.0251	0.0216	0.0243	0.0229	–
Z = 78, Pt	0.0249	0.0264	0.0230	0.0258	0.0243	–
Z = 79, Au	0.0266	0.0276	0.0245	0.0273	0.0269	0.0266 ^b
Z = 80, Hg	0.0284	0.0289	0.0260	0.0290	0.0290	0.0269 ^b
Z = 81, Tl	0.0303	0.0303	0.0275	0.0307	0.0310	0.0305 ^b
Z = 82, Pb	0.0323	0.0317	0.0292	0.0324	0.0328	0.0312 ^b
Z = 83, Bi	0.0344	0.0332	0.0310	0.0343	0.0344	0.0341 ^b
Z = 84, Po	0.0366	0.0348	0.0328	0.0362	0.0355	–
Z = 85, At	0.0388	0.0366	0.0347	0.0382	0.0368	–
Z = 86, Rn	0.0411	0.0385	0.0366	0.0402	0.0383	–
Z = 87, Fr	0.0435	0.0407	0.0387	0.0424	0.0409	–
Z = 88, Ra	0.0459	0.0431	0.0408	0.0446	0.0439	–
Z = 89, Ac	0.0485	0.0458	0.0430	0.0469	0.0473	–
Z = 90, Th	0.0511	0.0486	0.0453	0.0493	0.0509	–
Z = 91, Pa	0.0537	0.0522	0.0477	0.0517	–	–
Z = 92, U	0.0565	0.0560	0.0502	0.0543	–	0.0516 ^b

^a Ertuğrul (2002)

^b Apaydin *et al.*, (2005)

Tableau III.9 : Rendements moyens de fluorescence de la sous-couche *L*₁ semi-empirique (ce travail), théorique, empirique et expérimental (autres travaux) pour tous les éléments de la région $28 \leq Z \leq 96$.

Numéro atomique Z	Ce travail	Autres travaux				Expérimentales
		Théoriques		Empiriques		
	Semi-Empirique	Krause <i>et al.</i> , (1979)	Puri <i>et al.</i> , (1993)	Campbell (2003)	Sahnoune <i>et al.</i> , (2016)	
Z = 28, Ni	0.0016	0.0014	0.0005	–	–	–
Z = 29, Cu	0.0018	0.0016	0.0005	–	–	–
Z = 30, Zn	0.0021	0.0018	0.0006	–	–	–
Z = 31, Ga	0.0024	0.0021	0.0009	–	–	–
Z = 32, Ge	0.0027	0.0024	0.0011	–	–	–
Z = 33, As	0.0030	0.0028	0.0012	–	–	–
Z = 34, Se	0.0034	0.0032	0.0015	–	–	–
Z = 35, Br	0.0038	0.0036	0.0017	–	–	–
Z = 36, Kr	0.0043	0.0041	0.0021	–	–	–
Z = 37, Rb	0.0049	0.0046	0.0034	–	–	0.0049 ^a
Z = 38, Sr	0.0055	0.0051	0.0041	–	–	0.0055 ^a
Z = 39, Y	0.0063	0.0059	0.0047	–	–	0.0057 ^a
Z = 40, Zr	0.0072	0.0068	0.0053	–	0.0078	0.0065 ^a
Z = 41, Nb	0.0082	0.0094	0.0061	–	0.0094	0.0098 ^a
Z = 42, Mo	0.0094	0.0100	0.0068	–	0.0110	0.0100 ^a
Z = 43, Tc	0.0109	0.0110	0.0076	–	0.0129	–
Z = 44, Ru	0.0126	0.0120	0.0083	–	0.0150	0.0127 ^a
Z = 45, Rh	0.0147	0.0130	0.0089	–	0.0172	0.0135 ^a , 0.0160 ^b
Z = 46, Pd	0.0171	0.0140	0.0099	–	0.0197	0.0161 ^a , 0.0140 ^b
Z = 47, Ag	0.0201	0.0160	0.0111	–	0.0223	0.0167 ^a , 0.0210 ^b
Z = 48, Cd	0.0235	0.0180	0.0122	–	0.0252	0.0199 ^a , 0.0250 ^b
Z = 49, In	0.0314	0.0200	0.0134	–	0.0282	0.0310 ^b
Z = 50, Sn	0.0345	0.0370	0.0356	–	0.0314	0.0336 ^a , 0.0390 ^b
Z = 51, Sb	0.0377	0.0390	0.0382	–	0.0347	0.0361 ^a
Z = 52, Te	0.0409	0.0410	0.0410	–	0.0382	0.0430 ^a
Z = 53, I	0.0441	0.0440	0.0430	–	0.0419	0.0416 ^a
Z = 54, Xe	0.0474	0.0460	0.0460	–	0.0457	–
Z = 55, Cs	0.0507	0.0490	0.0490	–	0.0496	0.0540 ^a
Z = 56, Ba	0.0541	0.0520	0.0530	–	0.0537	–
Z = 57, La	0.0576	0.0550	0.0570	–	0.0578	0.0580 ^b
Z = 58, Ce	0.0611	0.0580	0.0610	–	0.0620	–
Z = 59, Pr	0.0647	0.0610	0.0650	–	0.0663	0.0650 ^b
Z = 60, Nd	0.0685	0.0640	0.0670	–	0.0706	–
Z = 61, Pm	0.0723	0.0660	0.0710	–	0.0750	–
Z = 62, Sm	0.0762	0.0710	0.0750	0.0750	0.0793	–
Z = 63, Eu	0.0803	0.0750	0.0780	0.0800	0.0836	0.0790 ^c
Z = 64, Gd	0.0846	0.0790	0.0830	0.0900	0.0879	0.0850 ^c
Z = 65, Tb	0.0890	0.0830	0.0870	0.1000	0.0921	–
Z = 66, Dy	0.0936	0.0890	0.0910	0.1000	0.0963	0.0960 ^c
Z = 67, Ho	0.0984	0.0940	0.0950	0.1100	0.1004	0.1070 ^c
Z = 68, Er	0.1034	0.1000	0.1050	0.1200	0.1043	0.0930 ^d
Z = 69, Tm	0.1086	0.1060	0.1090	0.1300	0.1081	–
Z = 70, Yb	0.1141	0.1110	0.1140	0.1300	0.1118	–
Z = 71, Lu	0.1198	0.1200	0.1200	0.1400	0.1153	0.1150 ^d
Z = 72, Hf	0.1257	0.1280	0.1250	0.1400	0.1187	–
Z = 73, Ta	0.1318	0.1310	0.1310	0.1450	0.1218	0.1290 ^d
Z = 74, W	0.1228	0.1470	0.1360	0.1500	0.1247	0.1590 ^d , 0.1230 ^f
Z = 75, Re	0.1194	0.1440	0.0840	0.1500	0.1167	0.1110 ^f
Z = 76, Os	0.1166	0.1300	0.0880	0.1500	0.1100	–
Z = 77, Ir	0.1145	0.1200	0.0930	0.1500	0.1045	0.1260 ^f
Z = 78, Pt	0.1130	0.1140	0.0740	0.1300	0.1002	0.9700 ^d , 0.1120 ^f
Z = 79, Au	0.1122	0.1070	0.0780	0.1300	0.0970	0.1180 ^d , 0.1210 ^f
Z = 80, Hg	0.1121	0.1070	0.0820	0.1300	0.0949	0.1110 ^d
Z = 81, Tl	0.1127	0.1070	0.0880	0.1000	0.0939	0.1110 ^d
Z = 82, Pb	0.1141	0.1120	0.0930	0.1000	0.0939	0.1180 ^d , 0.1350 ^f
Z = 83, Bi	0.1163	0.1170	0.0980	0.1100	0.0949	0.1150 ^d , 0.1340 ^f
Z = 84, Po	0.1192	0.1220	0.1030	0.1200	0.0970	–
Z = 85, At	0.1231	0.1280	0.1090	0.1300	0.1003	–

Z = 86, Rn	0.1280	0.1340	0.1140	0.1400	0.1047	–
Z = 87, Fr	0.1338	0.1390	0.1200	0.1500	0.1105	–
Z = 88, Ra	0.1408	0.1460	0.1260	0.1600	0.1177	–
Z = 89, Ac	0.1490	0.1530	0.1330	0.1700	0.1266	–
Z = 90, Th	0.1586	0.1610	0.1390	0.1700	0.1372	0.1690 ^d , 0.1480 ^e
Z = 91, Pa	0.1696	0.1620	0.1470	0.1800	0.1498	–
Z = 92, U	0.1821	0.1760	0.1490	0.1900	0.1645	0.1670 ^e
Z = 93, Np	0.1964	0.1810	0.1570	0.2000	0.1817	–
Z = 94, Pu	0.2124	0.2050	0.1650	0.2100	0.2014	–
Z = 95, Am	0.2302	0.2180	0.1730	0.2200	0.2239	–
Z = 96, Cm	0.2501	0.2280	0.1810	0.2300	0.2493	–

^a Duggal *et al.*, (2018).

^b Bonzi and Badiger (2006).

^c Bansal *et al.*, (2017).

^d Kacal *et al.*, (2012).

^E Han and Demir (2011).

^f Xu (1991).

Tableau III.10 : Rendements moyens de fluorescence de la sous-couche *L*₂ semi-empirique (ce travail), théorique, empirique et expérimental (autres travaux) pour tous les éléments de la région $23 \leq Z \leq 96$

Numéro atomique <i>Z</i>	Ce travail	Autres travaux				Expérimentales
		Théoriques		Empiriques		
		Krause <i>et al.</i> , (1979)	Puri <i>et al.</i> , (1993)	Campbell (2003)	Sahnoune <i>et al.</i> , (2016)	
Z = 23, V	0,0004	0.0026	–	–	–	0.0004 ^a
Z = 24, Cr	0,0006	0.0037	–	–	–	0.0005 ^a
Z = 25, Mn	0,0010	0.0050	0.0034	–	–	0.0009 ^a
Z = 26, Fe	0,0014	0.0063	0.0048	–	–	0.0012 ^a
Z = 27, Co	0,0020	0.0077	0.0063	–	–	0.0012 ^a
Z = 28, Ni	0,0028	0.0086	0.0079	–	–	0.0017 ^a
Z = 29, Cu	0,0037	0.0100	0.0096	–	–	0.0021 ^a
Z = 30, Zn	0,0047	0.0110	0.0104	–	–	–
Z = 31, Ga	0,0059	0.0120	0.0122	–	–	0.0096 ^b
Z = 32, Ge	0,0073	0.0130	0.0142	–	–	0.0120 ^b
Z = 33, As	0,0089	0.0140	0.0162	–	–	0.0130 ^b
Z = 34, Se	0,0107	0.0160	0.0184	–	–	0.0140 ^b
Z = 35, Br	0,0127	0.0180	0.0206	–	–	0.0150 ^b
Z = 36, Kr	0,0149	0.0200	0.0199	–	–	0.0180 ^b
Z = 37, Rb	0,0172	0.0220	0.0223	–	–	0.0210 ^b
Z = 38, Sr	0,0198	0.0240	0.0248	–	–	0.0230 ^b
Z = 39, Y	0,0226	0.0260	0.0276	–	–	0.0190 ^b
Z = 40, Zr	0,0256	0.0280	0.0292	–	0.0238	0.0250 ^b
Z = 41, Nb	0,0288	0.0310	0.0325	–	0.0265	–
Z = 42, Mo	0,0322	0.0340	0.0360	–	0.0295	0.0320 ^c
Z = 43, Tc	0,0358	0.0370	0.0396	–	0.0327	–
Z = 44, Ru	0,0396	0.0400	0.0430	–	0.0361	–
Z = 45, Rh	0,0436	0.0430	0.0450	–	0.0397	–
Z = 46, Pd	0,0478	0.0470	0.0500	–	0.0436	0.0460 ^c , 0.0500 ^d
Z = 47, Ag	0,0522	0.0510	0.0540	–	0.0478	0.0550 ^d
Z = 48, Cd	0,0568	0.0560	0.0590	–	0.0522	0.0470 ^d
Z = 49, In	0,0616	0.0610	0.0640	–	0.0569	0.0560 ^d
Z = 50, Sn	0,0666	0.0650	0.0680	–	0.0619	0.0710 ^d , 0.0699 ^e
Z = 51, Sb	0,0718	0.0690	0.0730	–	0.0671	0.0691 ^e
Z = 52, Te	0,0772	0.0740	0.0780	–	0.0727	0.0698 ^e
Z = 53, I	0,0829	0.0790	0.0840	–	0.0785	0.0775 ^e
Z = 54, Xe	0,0888	0.0830	0.0900	–	0.0847	–
Z = 55, Cs	0,0949	0.0900	0.0970	–	0.0911	–
Z = 56, Ba	0,1012	0.0960	0.1030	–	0.0978	0.0953 ^e
Z = 57, La	0,1078	0.1030	0.1110	–	0.1048	0.0971 ^e
Z = 58, Ce	0,1147	0.1100	0.1190	–	0.1121	0.0995 ^e
Z = 59, Pr	0,1218	0.1170	0.1280	–	0.1198	0.1102 ^e
Z = 60, Nd	0,1292	0.1240	0.1360	–	0.1277	0.1214 ^e
Z = 61, Pm	0,1369	0.1320	0.1450	–	0.1358	–
Z = 62, Sm	0,1450	0.1400	0.1550	–	0.1443	0.1424 ^e
Z = 63, Eu	0,1533	0.1490	0.1640	–	0.1531	0.1504 ^e
Z = 64, Gd	0,1619	0.1580	0.1750	–	0.1621	0.1596 ^e
Z = 65, Tb	0,1710	0.1670	0.1860	–	0.1714	0.1793 ^e
Z = 66, Dy	0,1803	0.1780	0.1970	–	0.1809	0.1817 ^e
Z = 67, Ho	0,1901	0.1890	0.2080	–	0.1907	0.1885 ^e
Z = 68, Er	0,2002	0.2000	0.2190	–	0.2008	0.1976 ^e
Z = 69, Tm	0,2108	0.2110	0.2310	–	0.2110	0.2188 ^e
Z = 70, Yb	0,2217	0.2220	0.2430	–	0.2215	–
Z = 71, Lu	0,2331	0.2340	0.2560	–	0.2321	0.2360 ^e
Z = 72, Hf	0,2450	0.2460	0.2680	–	0.2430	0.2539 ^e
Z = 73, Ta	0,2573	0.2580	0.2800	–	0.2540	0.2564 ^e
Z = 74, W	0,2700	0.2700	0.2910	0.2910	0.2652	0.2320 ^e
Z = 75, Re	0,2833	0.2830	0.3040	0.3040	0.2765	0.2861 ^e
Z = 76, Os	0,2970	0.295	0.3180	0.3180	0.2879	0.3053 ^e
Z = 77, Ir	0,3112	0.3080	0.3310	0.3310	0.2995	0.3173 ^e
Z = 78, Pt	0,3259	0.3210	0.3440	0.3440	0.3112	0.3203 ^e
Z = 79, Au	0,3411	0.3400	0.3580	0.3580	0.3229	0.0359 ^c , 0.3384 ^e

Z = 80, Hg	0,3568	0.3470	0.3700	0.3700	0.3347	0.3514 ^e
Z = 81, Tl	0,3729	0.3600	0.3840	0.3840	0.3466	0.3563 ^e
Z = 82, Pb	0,3894	0.3730	0.3970	0.3970	0.3585	0.3780 ^e
Z = 83, Bi	0,4064	0.3870	0.4110	0.4110	0.3704	0.3862 ^e
Z = 84, Po	0,4238	0.4010	0.4240	0.4240	0.3824	–
Z = 85, At	0,4416	0.4150	0.4380	0.4380	0.3943	–
Z = 86, Rn	0,4597	0.4290	0.4510	0.4510	0.4062	–
Z = 87, Fr	0,4781	0.4300	0.4640	0.4640	0.418	–
Z = 88, Ra	0,4968	0.4560	0.4760	0.4760	0.4299	–
Z = 89, Ac	0,5157	0.4680	0.4900	0.4900	0.4416	–
Z = 90, Th	0,4658	0.4790	0.5030	0.5030	0.4533	0.4731 ^e
Z = 91, Pa	0,4619	0.4720	0.4950	0.4950	0.4649	–
Z = 92, U	0,4561	0.4670	0.5060	0.5060	0.4764	0.4713 ^e
Z = 93, Np	0,4525	0.4660	0.5190	0.5190	0.4878	–
Z = 94, Pu	0,4552	0.4640	0.4730	0.4730	0.4991	–
Z = 95, Am	0,4684	0.4710	0.4870	0.4870	0.5103	–
Z = 96, Cm	0,4957	0.4790	0.5010	0.5010	0.5213	–

^a Lee and Salem (1974)

^b Ertugrul (2002)

^c Kolbe *et al.*, (2012)

^d Bonzi et Badiger (2006)

^e Aylikci *et al.*, (2015)

Tableau III.11 : Rendements moyens de fluorescence de la sous-couche *L*₃ semi-empirique (ce travail), théorique, empirique et expérimental (autres travaux) pour tous les éléments de la région $23 \leq Z \leq 96$.

Numéro atomique <i>Z</i>	Ce travail	Autres travaux				Expérimentales
		Théoriques		Empiriques		
		Semi- Empirique	Krause <i>et al.</i> , (1979)	Krause <i>et al.</i> , (1979)	Puri <i>et al.</i> , (1993)	
Z = 23, V	0.0010	0.0026	–	–	0.0011	0.0006 ^a
Z = 24, Cr	0.0013	0.0031	–	–	0.0014	0.0008 ^a
Z = 25, Mn	0.0017	0.0050	0.0039	–	0.0018	0.0013 ^a
Z = 26, Fe	0.0021	0.0063	0.0054	–	0.0022	0.0016 ^a
Z = 27, Co	0.0025	0.0077	0.0071	–	0.0027	0.0017 ^a
Z = 28, Ni	0.0031	0.0093	0.0088	–	0.0034	0.0025 ^a
Z = 29, Cu	0.0037	0.0110	0.0106	–	0.0041	0.0048 ^a
Z = 30, Zn	0.0044	0.0120	0.0101	–	0.0049	0.0100 ^b
Z = 31, Ga	0.0053	0.0130	0.0118	–	0.0058	0.0100 ^b
Z = 32, Ge	0.0062	0.0150	0.0136	–	0.0069	0.0130 ^b
Z = 33, As	0.0072	0.0160	0.0155	–	0.0081	0.0140 ^b
Z = 34, Se	0.0084	0.0180	0.0175	–	0.0094	0.0170 ^b
Z = 35, Br	0.0096	0.0200	0.0194	–	0.0109	0.0170 ^b
Z = 36, Kr	0.0110	0.0220	0.0202	–	0.0125	0.0180 ^b
Z = 37, Rb	0.0126	0.0240	0.0226	–	0.0143	0.0210 ^b
Z = 38, Sr	0.0143	0.0260	0.0251	–	0.0163	0.0220 ^b
Z = 39, Y	0.0162	0.0280	0.0279	–	0.0185	0.0250 ^b
Z = 40, Zr	0.0182	0.0310	0.0304	–	0.0209	0.0260 ^b
Z = 41, Nb	0.0204	0.0340	0.0339	–	0.0235	0.0320 ^c
Z = 42, Mo	0.0228	0.0370	0.0375	–	0.0264	–
Z = 43, Tc	0.0254	0.0400	0.0410	–	0.0294	–
Z = 44, Ru	0.0281	0.0430	0.0450	–	0.0327	–
Z = 45, Rh	0.0311	0.0460	0.0470	–	0.0363	0.0440 ^d
Z = 46, Pd	0.0343	0.0490	0.0520	–	0.0401	0.0500 ^e , 0.0340 ^d
Z = 47, Ag	0.0377	0.0520	0.0560	–	0.0441	0.0460 ^d
Z = 48, Cd	0.0413	0.0560	0.0600	–	0.0485	0.0490 ^d
Z = 49, In	0.0451	0.0600	0.0650	–	0.0531	0.0550 ^d
Z = 50, Sn	0.0492	0.0640	0.0700	–	0.0579	0.0620 ^d , 0.0656 ^e
Z = 51, Sb	0.0535	0.0690	0.0750	–	0.0631	0.0702 ^e
Z = 52, Te	0.0580	0.0740	0.0810	–	0.0686	0.0727 ^e
Z = 53, I	0.0628	0.0790	0.0860	–	0.0743	0.0745 ^e
Z = 54, Xe	0.0678	0.0850	0.0920	–	0.0803	–
Z = 55, Cs	0.0730	0.0910	0.0980	–	0.0866	–
Z = 56, Ba	0.0785	0.0970	0.1040	–	0.0932	0.0979 ^e
Z = 57, La	0.0843	0.1040	0.1120	–	0.1001	0.1071 ^e
Z = 58, Ce	0.0903	0.1110	0.1190	–	0.1073	0.1119 ^e
Z = 59, Pr	0.0965	0.1180	0.1260	–	0.1147	0.1270 ^e
Z = 60, Nd	0.1030	0.1250	0.1340	0.1340	0.1225	0.1247 ^e
Z = 61, Pm	0.1097	0.1320	0.1420	0.1420	0.1305	–
Z = 62, Sm	0.1167	0.1390	0.1500	0.1500	0.1387	0.1341 ^e
Z = 63, Eu	0.1239	0.1470	0.1580	0.1580	0.1472	0.1464 ^e
Z = 64, Gd	0.1314	0.1550	0.1670	0.1670	0.1560	0.1562 ^e
Z = 65, Tb	0.1390	0.1640	0.1750	0.1750	0.1650	0.1656 ^e
Z = 66, Dy	0.1470	0.1740	0.1840	0.1840	0.1742	0.1748 ^e
Z = 67, Ho	0.1551	0.1820	0.1930	0.1930	0.1837	0.1831 ^e
Z = 68, Er	0.1634	0.1920	0.2030	0.2030	0.1933	0.1939 ^e
Z = 69, Tm	0.1720	0.2010	0.2120	0.2120	0.2031	0.1980 ^e
Z = 70, Yb	0.1808	0.2100	0.2220	0.2220	0.2132	–
Z = 71, Lu	0.1897	0.2200	0.2310	0.2310	0.2233	0.2220 ^e
Z = 72, Hf	0.1989	0.2310	0.2410	0.2410	0.2337	0.2376 ^e
Z = 73, Ta	0.2083	0.2430	0.2510	0.2510	0.2441	0.2448 ^e
Z = 74, W	0.2178	0.2550	0.2610	0.2610	0.2547	0.2523 ^e
Z = 75, Re	0.2275	0.2680	0.2710	0.2710	0.2654	0.2631 ^e
Z = 76, Os	0.2374	0.2810	0.2820	0.2820	0.2762	0.2726 ^e
Z = 77, Ir	0.2474	0.2940	0.2920	0.2920	0.2871	0.2891 ^e
Z = 78, Pt	0.2576	0.3060	0.3030	0.3030	0.2980	0.3096 ^e
Z = 79, Au	0.2679	0.3200	0.3130	0.3130	0.3090	0.3100 ^e , 0.3172 ^e
Z = 80, Hg	0.2784	0.3330	0.3220	0.3220	0.3200	0.3313 ^e

Z = 81, Tl	0.2890	0.3470	0.3320	0.3320	0.3310	0.3488 ^e
Z = 82, Pb	0.2997	0.3600	0.3430	0.3430	0.3421	0.3690 ^e 0.3555 ^e
Z = 83, Bi	0.3106	0.3730	0.3530	0.3530	0.3531	0.3729 ^e
Z = 84, Po	0.3215	0.3860	0.3630	0.3630	0.3641	–
Z = 85, At	0.3326	0.3990	0.3740	0.3740	0.3751	–
Z = 86, Rn	0.3438	0.4110	0.3840	0.3840	0.3860	–
Z = 87, Fr	0.3550	0.4240	0.3940	0.3940	0.3969	–
Z = 88, Ra	0.3664	0.4370	0.4040	0.4040	0.4077	–
Z = 89, Ac	0.3778	0.4500	0.4140	0.4140	0.4185	–
Z = 90, Th	0.3893	0.4630	0.4240	0.4240	0.4291	0.4680 ^e
Z = 91, Pa	0.4009	0.4760	0.4340	0.4340	0.4397	–
Z = 92, U	0.4126	0.4890	0.4440	0.4440	0.4501	0.4850 ^e
Z = 93, Np	0.4243	0.5020	0.4540	0.4540	0.4604	–
Z = 94, Pu	0.4361	0.5140	0.4630	0.4630	0.4707	–
Z = 95, Am	0.4480	0.5260	0.4730	0.4730	0.4807	–
Z = 96, Cm	0.4599	0.5390	0.4820	0.4820	0.4907	–

^a Lee and Salem. (1974)

^b Ertugrul (2002a)

^c Kolbe *et al.*, (2012)

^e Aylikci *et al.*, (2015)

^d Bonzi and Badiger (2006)

Pour comparer nos rendements moyens de fluorescence avec les valeurs théoriques, ajustées et expérimentales, nous avons tracé nos données aux côtés des autres dans les Figures III.19, III.20, III.21, III.22, III.23 et III.24 (a : théorique, b : ajusté, c : expérimental) en fonction du numéro atomique. Il est évident que les rendements de fluorescence semi-empiriques actuels, calculés à l'aide de la formule (4), concordent avec les valeurs théoriques, ajustées et expérimentales.

- L'examen de la Figure III.19 appelle quelques commentaires : Nos rendements semi-empiriques actuels de fluorescence de la couche K (ω_{S-emp}) sont en accord avec les valeurs théoriques de Kostroun *et al.*, (1971) pour toute la gamme d'éléments, le rapport du présent calcul semi-empirique aux valeurs de Kostroun *et al.*, (1971) variant de 0.84 % à 13.94 %, sauf pour les trois premiers éléments ¹⁰Ne, ¹¹Na et ¹²Mg, où un écart de 64.12 %, 39.29 % et 16.59 % respectivement est observé. Concernant la comparaison avec les résultats ajustés précédents, nos rendements moyens semi-empiriques de fluorescence de la couche K sont également en accord avec les valeurs de Hubbell *et al.*, (1994) dans un écart de 0.02 % à 11.8 %, à l'exception des sept premiers éléments (où le rapport varie de 15.9 % à 63.8 %), et avec les résultats de Kahoul *et al.*, (2012) dans un écart de 0.019 % à 9.51 %, à l'exception des cinq premiers éléments (l'écart varie de 15.54 % à 27.48 %). De manière générale, à partir des figures III.19 (b) et (c), on peut dire que pour la région à faible Z ($4 \leq Z \leq 21$), l'accord entre notre calcul semi-empirique et les valeurs ajustées et expérimentales

n'est pas satisfaisant. L'écart observé varie de 14.4 % à 80 % pour Bambynek *et al.*, (1972), 14.75 % à 49.08 % pour Krause (1979), 14.62 % à 31.93 % pour Walters and Bhalla (1971), 12.5 % à 55 % pour Daoudi *et al.*, (2015) (sauf les quatre éléments ^{11}Na , ^{12}Mg , ^{13}Al and ^{14}Si , où l'accord est de 0,99 % à 7.75 %), 15.82 % pour Hönicke *et al.*, (2016), et de 10.83 % à 19.25 % pour Rani *et al.*, (1988). Ces écarts sont en partie attribués aux faibles rendements de fluorescence de la couche K pour $4 \leq Z \leq 21$ (pour les éléments légers, le $\bar{\omega}_K$ varie de 0.0008 pour ^4Be à 0.1661 pour ^{21}Si et l'incertitude relative dans cette plage est plus grande Kahoul *et al.*, (2011). Pour la région de Z moyenne ($22 \leq Z \leq 50$), le présent calcul semi-empirique est en bon accord avec les valeurs ajustées de Bambynek *et al.*, (1972) (entre 0.09 % et 13.3 %), Krause (1979) (entre 0.008 % et 13.18 %), Daoudi *et al.* (2015) (entre 0.02 % et 13.3 %), et Walters and Bhalla (1971) (entre 2.58 % et 13.5 %). Enfin, pour la région à Z élevé ($51 \leq Z \leq 99$), l'accord avec les valeurs de tous les auteurs est excellent. En effet, pour Bambynek *et al.*, (1972), il se situe dans une fourchette de 0.004 % à 0.357 %, pour Krause (1979) il est de 0.002 % à 1.41 %, et pour Daoudi *et al.*, (2015) de 0.012 % à 2.39 %.

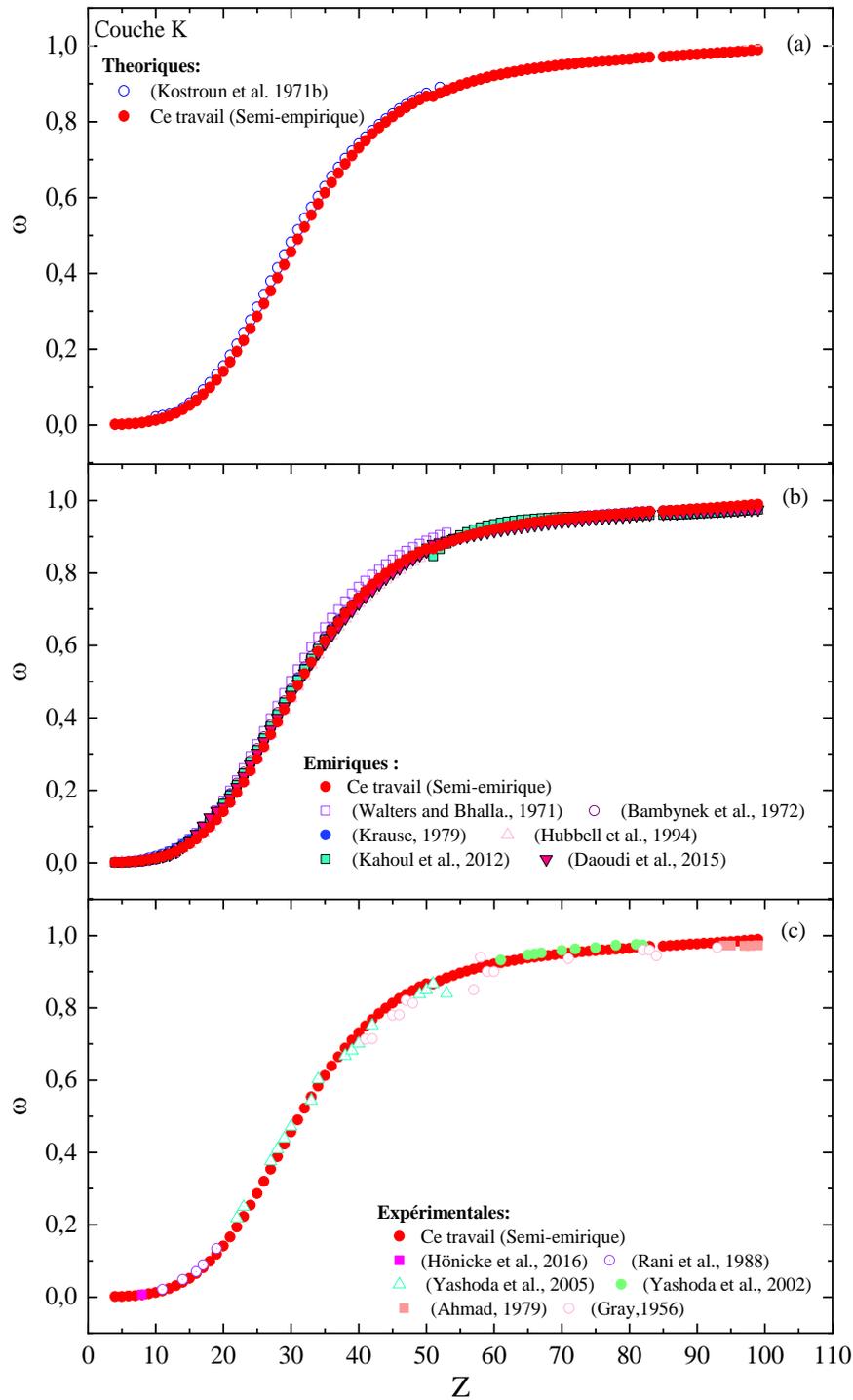


Figure III.19 : Le rendements moyens semi-empiriques actuels de fluorescence de la couche K des valeurs théoriques de Kostroun et al., (1971) (Figure (a)), les valeurs ajustées de Puri et al., (1993), Campbell (2003) et Sahnoun et al., (2016) (Figure (b)) et les résultats expérimentaux de Duggan et al., (2018), Bonzi and Badiger (2006), Bansal et al., (2017), Kacal et al., (2012) et Han and Demir (2011) (Figure (c)) en fonction du numéro atomique Z .

- En ce qui concerne la couche L, la Figure III.20 montre l'évolution de nos résultats semi-empiriques pour les rendements de fluorescence de la couche L en fonction du numéro atomique Z , en comparaison avec les valeurs théoriques de Chen *et al.*, (1981), les résultats ajustés de Puri *et al.*, (1993), Hubbell *et al.*, (1994), Öz *et al.*, (1999a), Bendjedi *et al.*, (2015), et Sahnoune *et al.*, (2020), ainsi que les mesures expérimentales de McNeir *et al.*, (1991), Duggan *et al.*, (1985), Ertuğrul (2002a), Singh *et al.*, (1990), et Hally and Engelkemeir (1964). Nous constatons que les rendements actuels de fluorescence semi-empirique de la couche L sont en bon accord avec les valeurs théoriques de Chen *et al.*, (1981) (l'accord se situe dans une fourchette de 0.02 % à 4.67 %). La même observation peut être faite pour les résultats ajustés, où l'écart entre le présent calcul semi-empirique et les autres valeurs est d'environ 3.34 % à 8.99 % pour Bendjedi *et al.*, (2015), et de 0.15 % à 12.61 % pour Sahnoune *et al.*, (2020) (sauf pour le ${}_{23}\text{V}$, où un écart de 14.64 % est observé). En outre, l'écart varie de 0.075 % à 13.28 % pour Hubbell *et al.*, (1994), de 0.22 % à 12.92 % pour Öz *et al.*, (1999a), et de 0.23 % à 13.91 % pour Puri *et al.*, (1993). Cependant, des variations significatives sont observées pour les rendements moyens de fluorescence de la couche L de certains éléments. Par exemple, des désaccords de 22.37 % pour le ${}_{26}\text{Fe}$, 24.11 % pour le ${}_{28}\text{Ni}$, 22.24 % pour le ${}_{29}\text{Cu}$, 20.46 % pour le ${}_{30}\text{Zn}$, 19.51 % pour le ${}_{31}\text{Ga}$, 15.85 % pour le ${}_{32}\text{Ge}$, 14.33 % pour le ${}_{51}\text{Sb}$ et 16.58 % pour le ${}_{52}\text{Te}$ sont observés par rapport aux résultats de Hubbell *et al.*, (1994). De même, des désaccords de 21.29 % pour le ${}_{28}\text{Ni}$, 22.24 % pour le ${}_{29}\text{Cu}$, 17.27 % pour le ${}_{30}\text{Zn}$, 15.03 % pour le ${}_{32}\text{Ge}$, 16.19 % pour le ${}_{33}\text{As}$, 15.98 % pour le ${}_{34}\text{Se}$ et 14.87 % pour le ${}_{35}\text{Br}$ sont constatés par rapport aux valeurs d'Öz *et al.*, (1999a). De plus, les rendements moyens semi-empiriques de fluorescence de la couche L concordent bien avec les valeurs expérimentales d'Ertuğrul (2002a) avec des écarts compris entre 0.03 et 11.71 %, entre 0.17 et 9.67 % pour Singh *et al.*, (1990), entre 0.74 et 4.68 % pour Hally and Engelkemeir (1964) et entre 11.58 et 13.28 % pour Duggan *et al.*, (1985). On observe également un désaccord de 17.06 % pour le ${}_{28}\text{Ni}$, 19.80 % pour le ${}_{29}\text{Cu}$ et 22.74 % pour le ${}_{46}\text{Pd}$, en comparaison avec Duggan *et al.*, (1985), ainsi que des écarts de 14.21 % à 28.36 % pour toutes les valeurs de McNeir *et al.*, (1991).

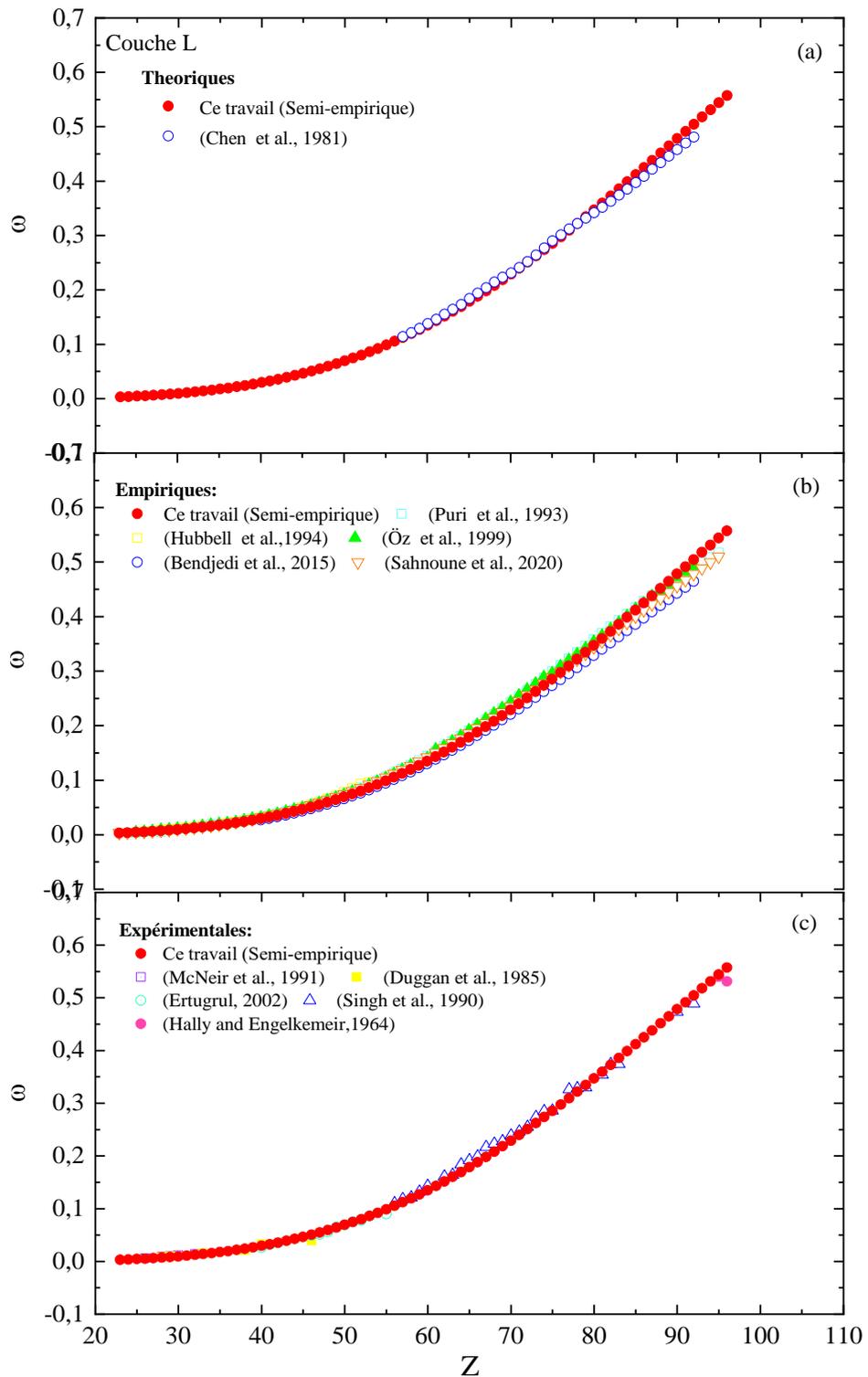


Figure III.20 : Le rendements moyens semi-empiriques actuels de fluorescence de la couche L des valeurs théoriques de Chen et al., (1981) (Figure (a)), les valeurs ajustées de Puri et al., (1993), Hubbell et al., (1994), Öz et al., (1999a), Bendjedi et al., (2015) et Sahnoune et al., (2020) (Figure (b)) et les résultats expérimentaux de McNeir et al., (1991), Duggan et al., (1985), Ertuğrul (2002a), Singh et al., (1990) et Hally and Engelkemeir (1964) (Figure (c)) en fonction du numéro atomique Z .

- En outre, la comparaison graphique de nos résultats semi-empiriques et théoriques avec d'autres résultats pour la couche M est présentée dans la Figure III.21. En général, d'après les figures III.21 (a) et (b), on observe que, dans la plage $40 \leq Z \leq 69$, l'accord entre nos calculs semi-empiriques et les valeurs théoriques et ajustées d'autres auteurs est moins satisfaisant. Nos valeurs sont systématiquement les plus élevées et divergent significativement de celles d'Öz *et al.*, (1999b), Hubbell *et al.*, (1994), et Kahoul *et al.*, (2014). Les écarts varient de 14.8 % à 67 % pour Öz *et al.*, (1999b) (excepté pour les éléments $_{47}\text{Ag}$, $_{48}\text{Cd}$, $_{49}\text{In}$, $_{50}\text{Sn}$, $_{63}\text{Eu}$, $_{64}\text{Gd}$, $_{65}\text{Tb}$, $_{66}\text{Dy}$, $_{67}\text{Ho}$, et $_{68}\text{Er}$), de 14.68 % à 48.19 % pour Hubbell *et al.*, (1994), et de 15 % à 65.45 % pour Kahoul *et al.*, (2014) (excepté pour les deux derniers éléments $_{68}\text{Er}$ et $_{69}\text{Tm}$). Dans la plage de Z élevé ($70 \leq Z \leq 92$), les comparaisons avec Öz *et al.*, (1999b) montrent des variations de 0.29 % à 13.84 %, excepté pour les quatre premiers éléments (15.97 % pour $_{70}\text{Yb}$, 16.49 % pour $_{71}\text{Lu}$, 15.74 % pour $_{72}\text{Hf}$ et 15.85 % pour $_{73}\text{Ta}$). En revanche, lorsque nous comparons nos résultats semi-empiriques et ajustés avec ceux de Hubbell *et al.*, (1994), Kahoul *et al.*, (2014), et Khalafallah *et al.*, (2015), nous constatons un très bon accord, les écarts étant de l'ordre de : 0.8 % à 11.36 % pour les valeurs de Hubbell *et al.*, (1994), 0,06 % à 12.32 % pour celles de Kahoul *et al.*, (2014), et 0.14 % à 12.39 % pour celles de Khalafallah *et al.*, (2015). En règle générale, la comparaison avec nos valeurs expérimentales semi-empiriques est satisfaisante, avec un accord adéquat entre les deux ensembles de valeurs expérimentales. Cependant, des écarts significatifs sont observés pour certains éléments. Par exemple, des désaccords de 91.35 % pour $_{40}\text{Zr}$, 39.16 % pour $_{48}\text{Cd}$ et 27.37 % pour $_{41}\text{Nb}$, par rapport aux valeurs d'Ertuğrul (2002a), et de 65.16 % pour $_{69}\text{Tm}$, et 29.29 % pour $_{71}\text{Lu}$, pour les valeurs d'Apaydin *et al.*, (2005).

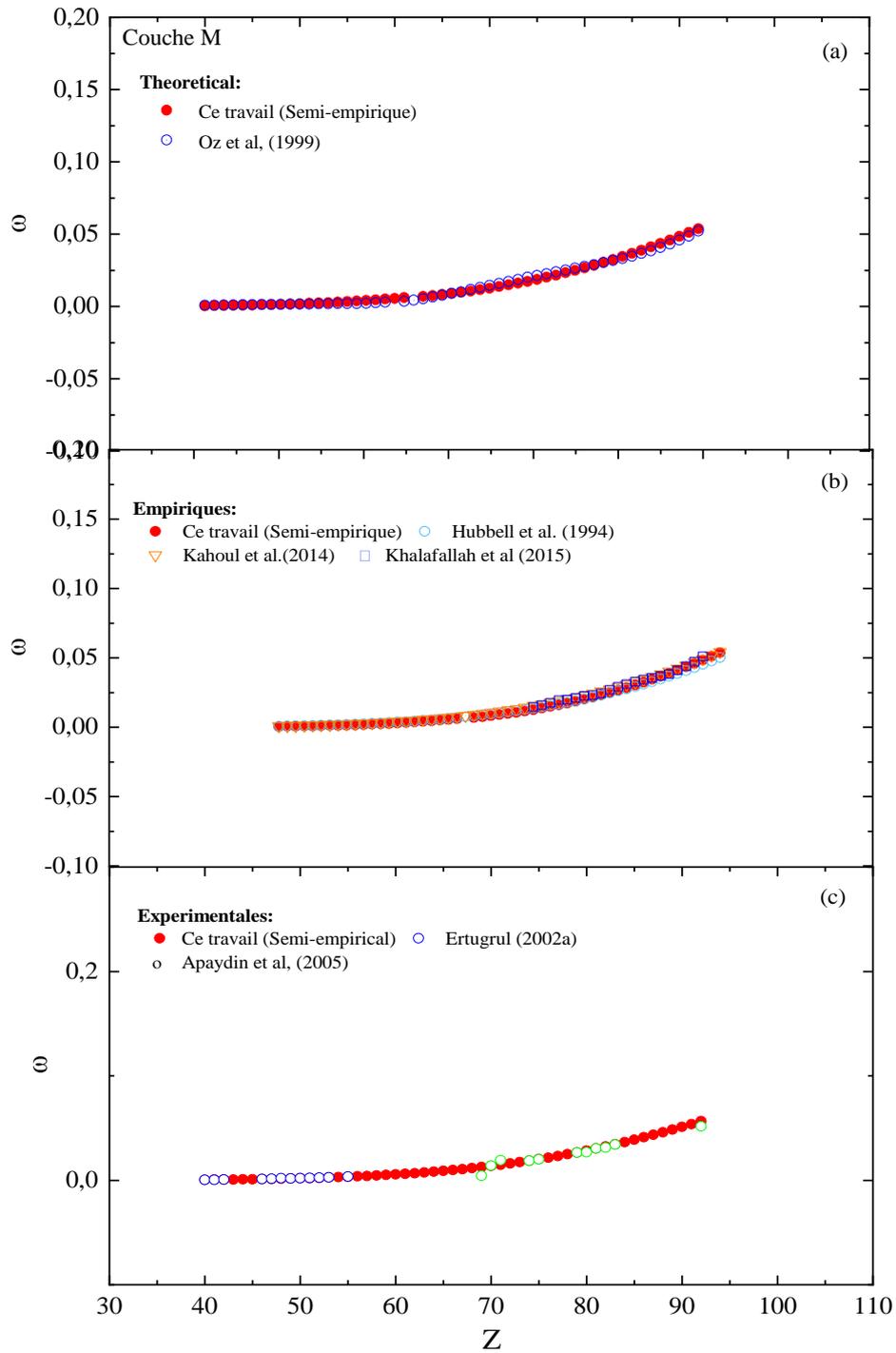


Figure III.21 : Le rendements moyens semi-empiriques actuels de fluorescence de la couche M des valeurs théoriques de Öz et al., (1999b) (Figure (a)), les valeurs ajustées de Hubbell et al., (1994), Kahoul et al., (2014) et Khalafallah et al., (2015) (Figure (b)) et les résultats expérimentaux de Ertuğrul (2002a) et Apaydin et al., (2005) (Figure (c)) en fonction du numéro atomique Z .

- Dans la Figure III.22, nos calculs semi-empiriques de la sous couche L_1 démontrent généralement un bon accord. Cependant, des divergences sont notables pour des éléments spécifiques lors de la comparaison avec les valeurs théoriques de Kraus (1979), montrant une fourchette d'accord en pourcentage de 0,28 % à 18 %. Des écarts notables pour les éléments $_{47}\text{Ag}$, $_{48}\text{Cd}$, $_{49}\text{In}$, et $_{75}\text{Re}$ sont observés à hauteur de 20 %, 23 %, 36 % et 20,6 %, respectivement. De même, la comparaison de nos résultats avec les calculs ajustés de Campbell (2003) est d'accord (en pourcentage de 0,7 % à 18 %), avec des écarts significatifs pour les éléments $_{69}\text{Tm}$, $_{74}\text{W}$, $_{75}\text{Re}$, $_{76}\text{Os}$ et $_{77}\text{Ir}$ à hauteur de 19 %, 23 %, 36 % et 20,6 %, respectivement. Les résultats ajustés de Sahnoun *et al.*, (2016) et les données expérimentales présentent généralement un bon accord. Cependant, des écarts plus importants se produisent pour les éléments $_{41}\text{Nb}$ et $_{49}\text{In}$, affichant des divergences de 19 % et 26 %, respectivement, comme observées dans l'étude expérimentale de Duggal *et al.*, (2018). Les calculs ajustés de Puri *et al.* (1993) révèlent également des désaccords dans certaines plages de numéros atomiques.
- Dans le contexte de la fluorescence de la sous-couche L_2 , à partir de la figure III.23, des disparités apparaissent dans la plage de Z inférieure à 39 lors de la comparaison des résultats expérimentaux avec des valeurs théoriques et ajustées spécifiques. Notamment, des différences sont observées dans les valeurs théoriques de Kraus (1979), les valeurs expérimentales d'Ertugrul (2002), de Lee and Salem, (1974) et les valeurs ajustées de Puri *et al.*, (1993). Cependant, pour des valeurs de Z supérieures à 40, il existe généralement un alignement solide, affichant un niveau d'accord d'environ 14 % avec les valeurs précédentes. De plus, un consensus est établi parmi les valeurs de Campbell (2003), Sahnoun *et al.*, (2016), Kolbe *et al.*, (2012), Bonzi and Badiger, (2006) et Aylikci *et al.*, (2015), chacun spécifiant leurs plages d'accord individuelles (allant de 0 % à 13 %).

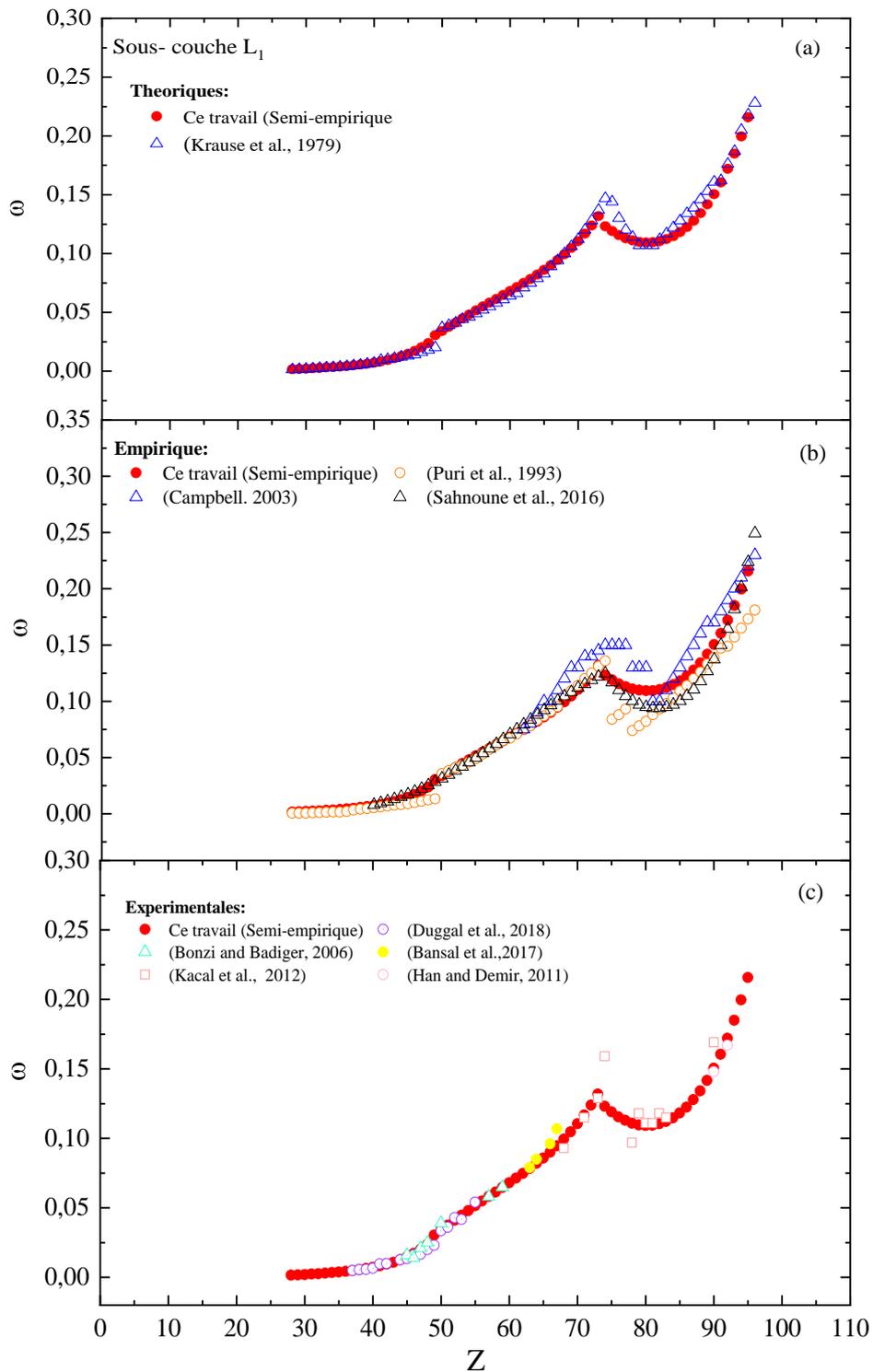


Figure III.22 : Le rendements moyens semi-empiriques actuels de fluorescence de la sous-couche L_1 des valeurs théoriques de Kraus (1979) (Figure (a)), les valeurs ajustées de Puri et al., (1993), Campbell (2003) and Sahnoun et al., (2016) (Figure (b)) et les résultats expérimentaux de Duggal et al., (2018), Bonzi and Badiger, (2006), Bansal et al., (2017) and Kacal et al., (2012), Han and Demir (2011) (Figure (c)) en fonction du numéro atomique Z .

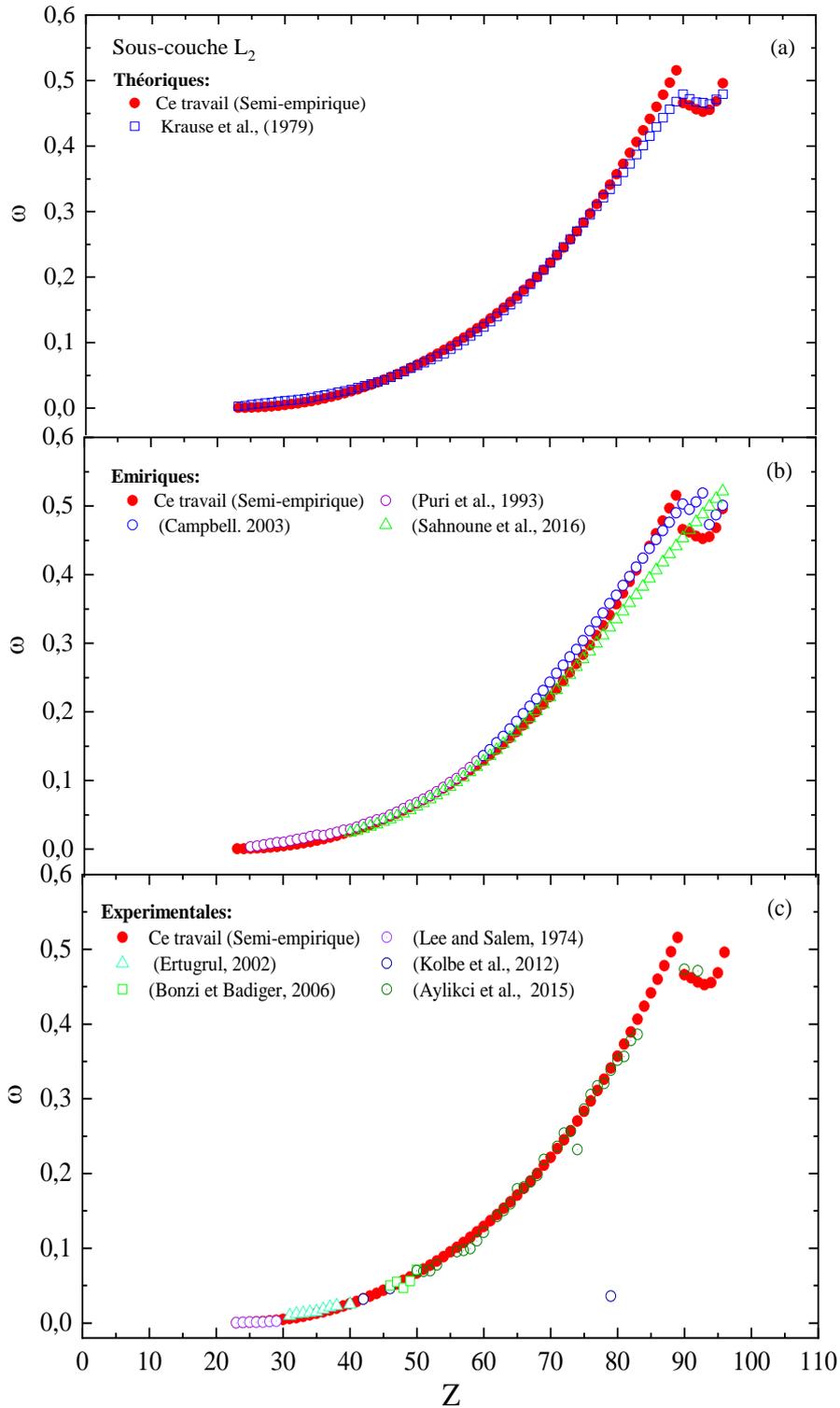


Figure III.23 : Le rendements moyens semi-empiriques actuels de fluorescence de la sous-couche L_2 des valeurs théoriques de Kraus (1979) (Figure (a)), les valeurs ajustées de Puri et al., (1993), Campbell (2003) et Sahnoun et al., (2016) (Figure (b)) et les résultats expérimentaux de Lee and Salem (1974), Ertugrul and Şimşek. (2002), Kolbe et al., (2012), Bonzi et Badiger (2006) and Aylikci et al., (2015) (Figure (c)) en fonction du numéro atomique Z .

- De plus, nos valeurs semi-empiriques et théoriques actuelles sont comparées graphiquement à d'autres découvertes concernant la sous-couche L_3 dans la Fig. III.24. Après analyse des Fig. 18 (a), (b) et (c), une conclusion peut être tirée. Dans la plage de $23 \leq Z \leq 50$, des disparités apparaissent entre nos calculs semi-empiriques et les valeurs théoriques ou ajustées proposées par d'autres chercheurs, y compris les valeurs théoriques de Kraus (1979), les valeurs ajustées de Puri *et al.*, (1993), et les données expérimentales d'Ertugrul (2002a) et de Kolbe *et al.*, (2012). Cependant, pour les valeurs de Z dépassant 50, ces divergences tendent à diminuer, et nos valeurs convergent progressivement pour s'aligner généralement avec celles rapportées par Campbell (2003), Sahnoun *et al.*, (2016), Kolbe *et al.*, (2012), Bonzi et Badiger (2006) et Aylikci *et al.*, (2015). Chaque source spécifie ses plages d'accord individuelles.

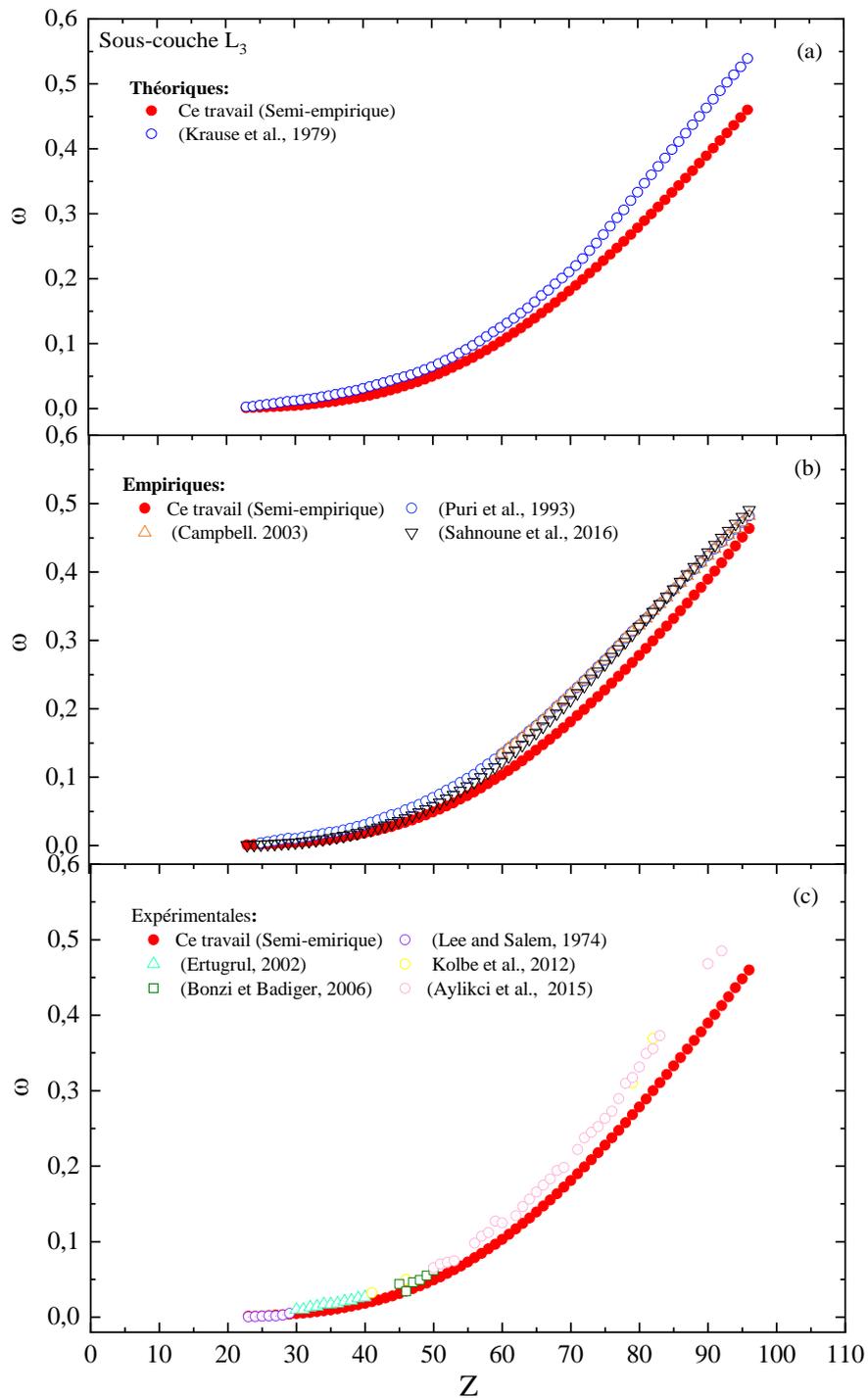


Figure III.24 : Le rendements moyens semi-empiriques actuels de fluorescence de la sous-couche L_3 des valeurs théoriques de Kraus (1979) (Figure (a)), les valeurs ajustées de Puri et al., (1993), Campbell (2003) et Sahnoun et al., (2016) (Figure (b)) et les résultats expérimentaux de Lee and Salem (1974), Ertugrul and Şimşek. (2002), Kolbe et al., (2012), Bonzi et Badiger (2006) et Aylikci et al., (2015) (Figure (c)) en fonction du numéro atomique Z .

Conclusion générale

Les résultats de recherches obtenus, accompli dans le cadre de cette thèse, sont le résultat de recherches et d'efforts longs et intensifs afin de revoir et d'étudier les travaux et apports scientifiques d'autres auteurs. Nos résultats constituent une contribution aux recherches sur le rendement de fluorescence des couches K, L, M et des sous-couches L_i .

La connaissance de ces paramètres occupe désormais une grande partie de base de l'ionisation des couches atomiques internes et de la pratique de la protection liée à la physique médicale. Le travail réalisé durant cette thèse peut être divisé en trois parties :

Dans la première partie, nous avons extrait toutes les valeurs semi-empiriques existantes obtenues à partir d'articles et de collections disponibles dans la littérature et nous les avons organisées en deux bases de données distinctes. La première rassemble toutes les valeurs expérimentales de rendement de fluorescence pour les couches K, L et M pour tous les éléments de la région $4 \leq Z \leq 99$ pour la couche K , $23 \leq Z \leq 96$ pour la couche L , $40 \leq Z \leq 92$ pour la couche M , publiées au cours de la période 1934-2023, (187 articles pour la couche K , 83 articles pour la couche L , 15 articles pour la couche M), de sorte que nous avons compté un total de 1348 valeurs (940 articles pour la couche K , 317 articles pour la couche pour la couche L , 91 valeurs pour la couche M). La deuxième base de données couvre toutes les valeurs expérimentales des rendements de fluorescence pour les sous-couches L_i pour tous les éléments de la région $28 \leq Z \leq 96$ pour la sous-couche L_1 et $23 \leq Z \leq 96$ pour les sous-couches L_2 et L_3 . Ces données ont été collectées à partir de différentes sources publiées au cours de la période de 1955 à 2023, (74 articles pour la sous-couche L_1 , 91 articles pour la sous-couche L_2 et 98 articles pour la sous-couche L_3), où nous avons dénombré un total de 1488 valeurs (432 valeurs pour la sous-couche L_1 et 544 valeurs pour la sous-couche L_2 et 512 valeurs pour la sous-couche L_3). Ces données expérimentales sont utilisées pour déduire les rendements de fluorescences des rayons X. Nous avons également étudié tous les articles et extrait toutes les méthodes et conditions expérimentales utilisées dans la détermination des rendements de fluorescence K, L, M et L_i mesurés, en fonction du processus d'ionisation, du type de matériau cible ou de radionucléide, des dispositifs de détection, etc...

Dans la deuxième partie, nous avons effectué une étude détaillée et précise de toutes les valeurs expérimentales obtenues dans la littérature. Nous constatons la remarquable disparité des données expérimentales. Nous calculons donc les valeurs moyennes pondérées,

puis nous calculons le rapport entre la valeur expérimentale et la valeur pondérée. Nous excluons les valeurs en dehors de la plage 0.9 – 1.1 pour les couches K, L et M , et 0.8 à 1.2 pour la sous-couches L_i , la présence de certaines valeurs très loin de 1 est dû au grand nombre de références utilisées pour la collecte des données et aux différentes méthodes expérimentales. Nous répétons le processus et obtenons les valeurs moyennes pondérées $\bar{\omega}_{WR}$ en utilisant la même formule précédente. Les valeurs moyennes pondérées recommandées sont répertoriées dans les tableaux et les données rejetées pour chaque élément et chaque couche sont affichées dans le même tableau.

Dans la partie de notre thèse, nous avons utilisé un modèle empirique centré sur l'interpolation de toutes les valeurs expérimentales publiées dans les bases de données pour les rendements de fluorescence (pour les couches K et L), mais en utilisant une interpolation entre deux fonctions: le premier est de nouvelles valeurs pour le rendement de fluorescence moyen en utilisant la quantité $[\omega_{WR}/(1 - \omega_{WR})]^{1/4}$ vs Z et le second en utilisant le rapport $S = \omega_{EXP}/\omega_{WR}$. Afin d'obtenir des valeurs de rendement de fluorescence semi-empirique homogènes et fiables et d'améliorer la qualité de l'interpolation.

Les résultats semi-empiriques obtenus pour le rendement de fluorescence sont relativement cohérents avec ceux d'autres groupes de recherche. En plus des efficacités de fluorescence théoriques, expérimentales, empirique et semi-empirique disponibles pour la couche K, L et M et les sous-couches L_1, L_2 et L_3 , les nouvelles valeurs que nous avons trouvées peuvent être ajoutées aux bases de données et mises à la disposition des chercheurs dans le domaine des processus d'ionisation interne des couches atomiques.

Références bibliographiques

- Abdel-Rahman, W., and Podgorsak, E. B. (2010). *Radiat. Phys. Chem*, 79, 552–566.
- Adamson, A.-M., Duquesne, M., and Foucher, R. (1962). *J. Phys.(Orsay, Fr.)*, 23.
- Ahmad, I. (1979). *Phys. At. Nucl*, 290, 1–5.
- A. Kahoul, Thèse De Doctorat, Université Ferhat Abbas -Setif. 06/12/2006.
- Akalaev, G. G., Vartanov, N. A., and Samoïlov, P. S. (1964). *Izvestiya Akademii Nauk, Seriya Fizicheskaya (USSR)* For English translation see *Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser.(Engl. Transl.)*, 28.
- Akman, F. (2016a). *Appl. Radiat. Isot*, 115, 295–303
- Akman, F. (2016b). *Can. J. Phys*, 94, 679–686.
- Aksoy, C. A., Doğan, M. U., and Tıraşoğlu, E. (2015). *Radiat. Phys. Chem*, 107, 178–182.
- Aksoy, C. A., Tıraşoğlu, E., Cengiz, E. R., Apaydın, G., Saydam, M., Aylıkci, V., and Aylıkci, N. K. (2012). *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom*, 184, 556–560.
- Alım, B., Han, I., and Demir, L. (2017a). *J. Radiat. Res. Appl. Sci.*, 11, 150–156.
- Alım, B., Uğurlu, M., Han, I., and Demir, L. (2017b). *J. Radiat. Res. Appl. Sci.*, 11, 144–149.
- Alım, B., Uğurlu, M., Han, I., and Demir, L. (2017c). *J. Phys. Conf. Proc.* 1833, p. 020085.
- Allawadhi, K. L., Sood, B. S., Mittal, R., Singh, N., and Sharma, J. K. (1996). *XRS*, 25, 233–238.
- Al-Nasr, I. A., Jabr, I. J., Al-Saleh, K. A., and Saleh, N. S. (1987). *Appl. Phys. A*, 43, 71–73.
- Anand, L. F., Gudennavar, S. B., Bubbly, S. G., and Kerur, B. R. (2018). *J. Exp. Theor. Phys*, 126, 1–7.
- Apaydin, G. Ö., Tıraşoğlu, E., Çevik, U. Ğ., Ertuğral, B., Baltaş, H. A., Ertuğrul, M., and Kobya, A. I. (2005). *Radiat. Phys. Chem*, 72, 549–554.
- Apaydın, G., and Tıraşoğlu, E. (2006). *Nucl. Instrum. Methods Phys Section B: Nucl. Instrum*, 246, 303–308.
- Apaydn, G., Aylci, V., Kaya, N. E., Cengiz, E. R., and Trasoglu, E. (2008). *Acta Phys. Pol*, 113, 1629–1638.
- Arends, E. (1935). *Ann. Phys*, 414, 281–310.
- Arora, S. K., Allawadhi, K. L., and Sood, B. S. (1981). *Physica B, C*, 111, 71–75.
- Artamonova, K. P., Valiev, F. F., Grigor'ev, E. P., Zolotavin, A. V., Sergeev, V. O., and Tulina, T. A. (1983). *Ukrainskij Fizicheskij Zhurnal*; ISSN 0503-1265; *Worldcat*; v. 28(10);1447–1450.
- Auerhammer, J., Genz, H., and Richter, A. (1988). *Z. Phys. D D - Atoms, Molecules and Clusters*, 7, 301–307.
- Aylıkci, N. K., Aylıkci, V., Kahoul, A., Tıraşoğlu, E. N., Karahan, I. H., and Cengiz, E. R. (2011). *Phys. Rev A*, 84, 042509.
- Aylıkci, N. K., Aylıkci, V., Tıraşoğlu, E., and Depci, T. (2019). *Adiyaman Üniversitesi Fen Bilimleri Dergisi*, 9, 274–289.
- Aylıkci, N. K., Kahoul, A., Aylıkci, V., and Tıraşoğlu, E. (2018). *Cumhur. Medical J*, 39, 745–755.
- Aylıkci, N. K., Sancak, K., Aylıkci, V., Tirasoglu, E. N., Unluer, D., and Depci, T. (2018). *Chem. Phys. Lett*, 706, 40–46.
- Aylıkci, N. K., Tıraşoğlu, E. N., Karahan, I. H., Aylıkci, V., Cengiz, E. R., and Apaydin, G. Ö. (2010). *Chem. Phys. Lett*, 484, 368–373.
- Aylıkci, N. K., Tıraşoğlu, E., Apaydın, G., Cengiz, E., Aylıkci, V., and Bakkaloğlu, Ö. F. (2009). *Chem. Phys. Lett*, 475, 135–140.
- Aylıkci, V. O., Apaydin, G. Ö., Tıraşoğlu, E. N., Kaya, N. E., and Cengiz, E. R. (2007). *Chem. Phys*, 332, 348–352.
- Aylıkci, V., Apaydin, G., Kaya, N., Cengiz, E., and Tıraşoğlu, E. (2007). *AIP Conf Proc*, 899, pp. 163–164.
- Aylıkci, V., Cengiz, E. R., Apaydın, G., Ünver, Y. A., Sancak, K. E., and Tıraşoğlu, E. (2008). *Chem. Phys. Lett*, 461, 332–337.
- Aylıkci, V., Kahoul, A., Aylıkci, N. K., Tıraşoğlu, E., and Karahan, I. H. (2015). *Spectroscopy Letters*, 48, 331–342.
- Aylıkci, V., Kahoul, A., Aylıkci, N. K., Tıraşoğlu, E., Karahan, İ. H., Abassi, A., and Dogan, M. (2015). *Radiat. Phys. Chem.* 106, 99–125.

- Ayri, V., Kaur, S., Kumar, A., Czyzycki, M., Karydas, A. G., and Puri, S. (2021). *J. Anal. At. Spectrom*, 36, 380–389.
- Bacaksız, E., and Cevik, U. Ğ. (2006). *Chem. Phys. Lett*, 427, 132–136.
- Backhurst, I. (1936). *Lond. Edinb. Dubl. Phil. Mag*, 22, 737–752.
- Badiger, N. M., and Bonzi, E. V. (2006). *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, 243, 34–37.
- Bailey, L. E., and Swedlund, J. B. (1967). *Phys. Rev*, 158, 6.
- Balakrishna, K. M., Nayak, N. G., Lingappa, N., and Siddappa, K. (1994). *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys*, 27, 715.
- Bambynek, W. (1967). *Z. Phys*, 206, 66–74.
- Bambynek, W., and Reher, D. (1967). *Tech. Rep.*, EURATOM, Geel, Belg.
- Bambynek, W., and Reher, D. (1968). *Z. Phys A Hadrons and nuclei*, 214, 374–380.
- Bambynek, W., and Reher, D. (1973). *Z. Phys A Hadrons and nuclei*, 264, 253–258.
- Bambynek, W., Crasemann, B., Fink, R. W., Freund, H.-U., Mark, H., Swift, C. D., Rao, P. V. (1972). *Rev. Mod. Phys*, 44, 716.
- Bambynek, W., De Roost, E., Spornol, A., Van Der Eijk, W., and Vaninbrouckx, R. (1965). *Precise Tech. Rep.*, European Atomic Energy Community, Geel (Belgium). Central Nuclear.
- Bansal, H., Tiwari, M. K., and Mittal, R. (2017). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 199, 93–102.
- Barrea, R. A., Pérez, C. A., and Sánchez, H. J. (2002a). *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys*, 35, 3167-3178.
- Barrea, R. A., Pérez, C. A., and Sánchez, H. J. (2002b). *Spectroc. Acta B*, 57, 999–1008.
- Barrea, R. A., Pérez, C. A., and Sánchez, H. J. (2003). *Spectrochim. Acta B*, 58, 51–62.
- Barrea, R. A., Pérez, C. A., and Sánchez, H. J. (2004). *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Bs*, 215, 308–316.
- Baydaş, E., Öz, E. O., and Büyükyildiz, M. E. (2010). *Turkish Journal of Physics*, 33, 311–316.
- B. Beladel, Thèse de Doctorat, Université de Ouargla, 2/12/2015.
- Bendjedi, A., Deghfel, B., Kahoul, A., Derradj, I., Khalfallah, F., Sahnoune, Y., . Nekkab, M. (2015). *Radiat. Phys. Chem*, 117, 128–134.
- Bennal, A. S., and Badiger, N. M. (2007). *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys*, 40, 2189.
- Bennal, A. S., Shidling, P. D., Badiger, N. M., Thontadarya, S. R., and Hanumaiah, B. (2005). *American journal of physics*, 73, 883–887.
- Berman, P. R., and Berman, P. R. (2018). *Scattering: 3-D*. 409–460.
- Bertolini, G., Bisi, A., Lazzarini, E., and Zappa, L. (1954).. *Il Nuovo Cimento (1943-1954)*, 11, 539–546.
- Bertrand, F. E., Suzor, F., and Charpak, G. (1959). *J. Phys. Radium*, 20, 956–958.
- Bertrand, F., Charpak, G., and Suzor, F. (1959). *J. Phys. Radium*, 20, 956–958.
- Bhalla, C. P. (1970). *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 3, 916.
- Bhan, C., Chaturvedi, S. N., and Nath, N. (1981). *X-ray Spectrom*, 10, 128–130.
- Bhan, C., Chaturvedi, S. N., and Nath, N. (1986). *Fluorescence cross-sections for L shell x-ray lines. X-ray Spectrom*, 15, 217–219.
- Binjola, A. (2020). *Pract. Radiat. Oncol*. 3–11.
- Bonzi, E. V., and Badiger, N. M. (2006). *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Bs*, 248, 242–246.
- Booth, E., Madansky, L., and Rasetti, F. (1956). *Phys. Rev*, 102, 800.
- Boyer, P., and Barat, J. L. (1968). *Nucl. Phys. A*, 115, 521–528.
- Bozoian, M., Hubbard, K. M., and Nastasi, M. (1990). 51, 311–319.
- Broll, N. (1986). *X-ray Spectrom*, 15, 271–285.
- Broyles, C. D., Thomas, D. A., and Haynes, S. K. (1953). *Phys. Rev*, 89, 715.
- Brunner, G. (1987). *J PHYS B-AT MOL OPT*, 20, 4983.
- Budick, B., and Derman, S. (1972). *Phys. Rev Letters*, 29, 1055-1058.
- Burde, J., and Cohen, S. G. (1956). *Phys. Rev*, 104, 1085.
- Burford, A. O., and Haynes, S. K. (1958). *Bull. Am. Phys. Soc*, 3, 208.
- Burhop, E. H. (1955). *Phys. Radium*, 16, 625–629.
- Büyükkasap, E. (1998). *Spectroc. Acta B*, 53, 499–503.
- Byrne, J., Gelletly, W., Ross, M. A., and Shaikh, F. (1968). *Phys. Rev*, 170, 80.
- Campbell, J. L. (2003). *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys*, 36, 3219-3231.
- Campbell, J. L., mcnelles, L. A., Geiger, J. S., Graham, R. L., and Merritt, J. S. (1974). *Can. J. Phys*. 52, 488–498.

- Campbell, J. L., Cauchon, G., Lakatos, T., Lépy, M. C., mcdonald, L., Papp, T., Plagnardk, J., Stemmler, P and Teesdale, W. J. (1998). *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys*, 31, 4765.
- Campbell, J. L., mcghee, P. L., Gingerich, R. R., Ollerhead, R. W., and Maxwell, J. A. (1984). *Phys. Rev A*, 30, 161.
- Cao, W., Dousse, J.-C., Hoszowska, J., Žitnik, M., Kavčič, M., and Bučar, K. (2010). *Phys. Rev. A*, 81, 012501, 1-6.
- Casnati, E., Baraldi, C., and Tartari, A. (1991). *Phys. Rev A*, 44, 1699.
- Castellani, G., Giampieri, E., and Serra, G. (s.d.) (2015). Characterization of a Dual-energy X-Ray Absorptiometry System for Soft Tissues Assessment and their correlations with Metabolic State.
- Cengiz, E. R., Tıraşoğlu, E., Apaydın, G., Aylıkçı, V., Aylıkçı, N. K., and Aksoy, C. A. (2011). *Radiat. Phys. Chem*, 80, 328–334.
- Cengiz, E. R., Tıraşoğlu, E., Aylıkçı, V., Apaydın, G., and Aylıkçı, N. K. (2010). *Chem. Phys. Lett*, 498, 107–112.
- Chauhan, Y., Tiwari, M. K., and Puri, S. (2008). *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Bs*, 266, 30–36.
- Chen, M. H., Laiman, E., Crasemann, B., Aoyagi, M., and Mark, H. (1979). *Phys. Rev. A*, 19, 2253–2259.
- Chen, M. H., Crasemann, B., and Mark, H. (1980). *Phys. Rev A*, 21, 436.
- Chen, M. H., Crasemann, B., and Mark, H. (1983). *Phys. Rev A*, 27, 2989.
- Chew, W. M. (1972). Ph.D. Thesis.
- Choi, Y., Eng, P., Stubbs, J., Sutton, S. R., Schmeling, M., Veryovkin, I. V., and Burnett, D. (2016). *Chem. Geol.*, 441, 246–255.
- Cohen, D. D. (1987). *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Bs*, 22, 55–58.
- Cullity, B. D. (1956). Addison-Wesley Publishing.
- Daoudi, S., Kahoul, A., Sahnoune, Y., Deghfel, B., Kasri, Y., Khalfallah, F., Aylıkci, V., Küp Aylıkci, N., Medjadi, D.J and Nekkab, M. (2015). *J. Korean Phys. Soc*, 67, 1537–1543.
- Demir, D., and Şahin, Y. (2007a). *Eur. Phys. J. D*, 42, 211–216.
- Demir, D., and Şahin, Y. (2007b). *X-ray Spectrom*, 36, 178–184.
- Demir, D., and Şahin, Y. (2013). *Radiat. Phys. Chem*, 85, 64–69.
- Desclaux, J. P. (1975). *Comp. Phys. Commun.* 9, 31-45.
- Di Lazzaro, M. A., and Missoni, G. (1965). Tech. Rep., Ist. Super. Sanità, Lab. Fis.
- Dobrilović, L.J, Voljen, V., Bek-Uzarov,Dj. Buraei K., and Milojević, A. 1972. North-Holland Publ. Co., Amsterdam.
- Doğan, M., Cengiz, E., Nas, A. S., Tıraşoğlu, E. N., Kantekin, H. A., and Aylıkçı, V. (2015). *Appl. Radiat. Isot*, 104, 43–48.
- Dogan, M., Tirasoglu, E., Karahan, İ. H., Aylıkci, N. K., Aylıkci, V., Kahoul, A., Serifoglu, O. (2013). *Radiat. Phys. Chem*, 87, 6–15.
- Douglas, D. G. (1972). *Can. J. Phys.* 50, 1697-1704.
- Duggal, H., Sharma, V., Kainth, H. S., Kumar, S., Shahi, J. S., and Mehta, D. (2018). *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, 429, 19–26.
- Durak, R., and Özdemir, Y. (2001). *J. Anal. At. Spectrom*, 16, 1167–1171.
- Drever, R. W., and Moljk, A. (1957). *Philos. Mag*, 2, 427–436.
- Duggan, J. L., Kocur, P. M., Price, J. L., mcdaniel, F. D., Mehta, R., and Lapicki, G. (1985). *Phys. Rev A*, 32, 2088.
- Duke, D. J., Kastengren, A. L., Swantek, A. B., Matusik, K. E., and Powell, C. F. (2016). *Experiments in Fluids*, 57, 1–14.
- Durak, R. (1998). *Phys. Scr*, 58, 111.
- Durak, R., and Özdemir, Y. (2000). *Acta B*, 55, 177–184.
- Durak, R., and Özdemir, Y. (2001). *Radiat. Phys. Chem*, 61, 19–25.
- Durak, R., and Özdemir, Y. (2001). *Spectroc. Acta B*, 56, 455–464.
- Durak, R., and Şahin, Y. (1997). *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Bs*, 124, 1–4.
- Durak, R., and Şahin, Y. (1998). *Phys. Rev A*, 57, 2578.
- Durdu, B. G., and Kucukonder, A. (2012). *Radiat. Phys. Chem*, 81, 135–142.
- Egorov, A.G., Egorov, Yu.S., Nedovesov, V.G., Shyukin, G.E., Yakolev, K., (1989). Proceedings of the 39th Conference, Tashkent, April 18–21, p. 505.

- Ekspong, G. (2014). (pp. 235–252). World Scientific.
- Erman, P., and Sujkowski, Z. (1961). *Arkiv Fysik*, 20.
- Ertuğral, B. (2007). *Eur. Phys. J. D*, 44, 313–317.
- Ertuğrul, M. (1998). *J. Radioanal. Nucl. Chem.* 237, 139–142.
- Ertuğrul, M. (1996). *Z. Phys. D - Atoms Molec. Clusters.* , 38, 91–94.
- Ertuğrul, M. (2001). *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 34, 2081-2088.
- Ertuğrul, M. (2002a). *Phys. Scr*, 65, 323.
- Ertuğrul, M. (2002b). *Anal. Chim. Acta*, 454(2), 327-334.
- Ertuğrul, M. (2002c). *J. Radiat. Res. Appl. Sci.*, 17, 400–405.
- Ertuğrul, M. (2002d). *Applied radiation and isotopes*, 57(1), 57-61.
- Ertuğrul, M., Kaya, A., Doğan, O., Turgut, Ü., Şimşek, Ö., Söğüt, Ö., and Karagöz, D. (2002). *X-ray Spectrom* 31, 53–56.
- Ertuğrul, M., and Şimşek, Ö. (2002). *Radiat. Phys. Chem.* 65, 205–209.
- Ertuğrul, M., Tıraşoğlu, E., Kurucu, Y., Erzeneoğlu, S., Durak, R., and Şahin, Y. (1996). *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Bs*, 108, 18–22.
- Espenschied, P., and Hoffmann, K.-W. (1978). *Phys. At. Nucl.* 289, 37–40.
- Fairbrother, J. A., Parkyn, D. G., and O'Connor, B. M. (1957). *Proc. Phys. Soc. A. Section A*, 70, 262.
- Feser, K. (1972). *Phys. Rev Letters*, 28, 1013.
- Fink, R. W. (1957). *Phys. Rev*, 106, 266.
- Fink, R. W., and Robinson, B. L. (1955). *Phys. Rev*, 98, 1293.
- Fink, R. W., Jopson, R. C., Mark, H., and Swift, C. D. (1966). *Rev. Mod. Phys*, 38, 513540.
- Fink, R. W., and Freund, H. U. (1971). *Phys. Rev. C*, 3, 1701-1702.
- Foin, C., Gizon, A., and Oms, J. (1968). *Nucl. Phys. A*, 113, 241–248.
- Forrest, R. N., and Easterday, H. T. (1958). *Radiations of ¹²⁷Xe*. *Phys. Rev*, 112, 950.
- Freedman, M. S., Ahmad, I., Porter, F. T., Sjoblom, R. K., Barnes, R. F., Lerner, J., and Fields, P. R. (1977). *Phys. Rev C*, 15, 760.
- Freund, H. U., and Fink, R. W. (1969). *Phys. Rev*, 178, 1952-1960.
- Frey, W. F., Johnston, R. E., and Hopkins, J. I. (1959). *Phys. Rev*, 113, 1057.
- Garg, M. L., Mehta, D., Kumar, S., Mangal, P. C., and Trehan, P. N. (1985). *X-RAY SPECTROM*, 14, 165–169.
- Garg, R. R., Puri, S., Singh, S., Mehta, D., Shahi, J. S., Garg, M. L., Singh, N., Mangal, P. C., and Trehan, P. N. (1992). *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Bs*, 72, 147–152.
- Garg, R. R., Singh, S., Shahi, J. S., Mehta, D., Singh, N., Trehan, P. N., Kumar, S., Garg, M. L., Mangal, P. C. (1991). *X-RAY SPECTROM*, 20, 91–95.
- Gehrling, V., Hammer, J. W., and Hoffmann, K.-W. (1971). *Z. Phys*, 246, 376–382.
- Geidelman, A. M., Egorov, Y. S., Kuzmenko, N. K., Nedovesov, V. G., Chechev, V. P., and Shyukin, G. E. (1988). *Nuclear data for science and technology*.
- Gil, F. B., Barroso, A., Soares, J. C., and Ferreira, J. G. (1972). *Phys. Rev A*, 5, 536.
- Gil, F. B., Miranda, C. F., Lobo, J. S., and Ferreira, J. G. (1965). *Port. Phys*, 4, 17.
- Gizon, J., Gizon, A., and Valentin, J. (1968). *Nucl. Phys. A*, 120, 321–328.
- Gnade, B. E., Braga, R. A., and Fink, R. W. (1980). *Phys. Rev. C*, 21, 2025-2032.
- Godeau, C. (1961). (Vol. 91). US Department of Commerce, Office of Technical Services.
- Graham, R. L., Brown, F., Ewan, G. T., and Uehler, J. (1961). *J. Phys*, 39, 1086–1089.
- Gray, P. R. (1956). *Phys. Rev*, 101, 1306-1314.
- Grotheer, H.-H., Hammer, J. W., and Hoffmann, K.-W. (1969). *Z. Phys A Hadrons and nuclei*, 225, 293–302.
- Gudennavar, S. B., Badiger, N. M., Thontadarya, S. R., and Hanumaiah, B. (2003a). *Radiat. Phys. Chem*, 68, 721–726.
- Gudennavar, S. B., Badiger, N. M., Thontadarya, S. R., and Hanumaiah, B. (2003b). *Radiat. Phys. Chem*, 68, 745–750.
- Guerra, M., Sampaio, J. M., Madeira, T. I., Parente, F., Indelicato, P., Marques, J. P., Santos, J. P., Hoszowska, J., Dousse, J.-Cl., Loperetti, L., Zeeshan, F., Muller, M., Unterumsberger, R and Beckhoff, B. (2015). *Phys. Rev. A*, 92, 022507, 1-9.

- Guerra, M., Sampaio, J. M., Parente, F., Indelicato, P., Hönicke, P., Müller, M., Beckhoff, B., Marques, J. P and Santos, J. P. (2018). *Phys. Rev A*, 97, 042501, 1-10.
- Gurov, G. A., Danilin, L. D., Korochkin, A. M., and Tochilovskij, G. P. (1981). Dans *Applied nuclear spectroscopy*. V. 10.
- Haas, M. (1933). *Ann. Phys.*, 408, 473–488.
- Hagedoorn, H. L., and Konijn, J. (1957). *Physica*, 23.
- Hagedoorn, H. L., and Wapstra, A. H. (1960). *Nucl. Phys. A*, 15, 146–151.
- Halley, J. W., and Engelkemeir, D. (1964). *Phys. Rev*, 134, A24.
- Hammer, J. W. (1968). *Z. Phys A Hadrons and nuclei*, 216, 355–371.
- Han, I., and Demir, L. (2011). *J. X-Ray Sci. Technol*, 19, 13–21.
- Han, I., Demir, L., and Ağbaba, M. (2007). *Radiat. Phys. Chem*, 76, 1551–1559.
- Han, I., Şahin, M., Demir, L., and Şahin, Y. (2007). *Appl. Radiat. Isot*, 65, 669–675.
- Hansen, J. S., mcgeorge, J. C., Fink, R. W., Wood, R. E., Rao, P. V., and Palms, J. M. (1972). *Z. Phys*, 249, 373–385.
- Harrison, G. R., Crawford, R. C., and Hopkins, J. I. (1955). *Phys. Rev*, 100, 841.
- Haynes, S. K., and Achor, W. T. (1955). *J. Phys. Radium*, 16, 635–637.
- Heintze, J. (1955). *Z. Phys*, 143, 153–167.
- Herman F. and Skillman S. (1963). *Atomic Structure Calculations*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey.
- Hink, W., and Paschke, H. (1971). *Phys. Rev A*, 4, 507.
- Hiremath, G. B., Bennial, A. S., Mirji, S., Hosamani, M. M., Badiger, N. M., and Tiwari, M. K. (2020). *Can. J. Phys.* 98, 470–473.
- Hoffman, D. C., and Droupsky, B. J. (1958). *Phys. Rev*, 109, 1282.
- Hohmuth, K., Müller, G., and Schintlmeister, J. (1963). *Nucl. Phys. A*, 48, 209–224.
- Holmes, C. P., and Kostroun, V. O. (1970). *Bull. Am. Phys. Soc.* 15, p. 561.
- Hönicke, P., Kolbe, M., Krumrey, M., Unterumsberger, R., and Beckhoff, B. (2016). *Spectroc. Acta B*, 124, 94–98.
- Hopman, T. L., Heirwegh, C. M., Campbell, J. L., Krumrey, M., and Scholze, F. (2012). *X-ray Spectrom*, 41, 164–171.
- Horakeri, L. D., Bubbly, S. G., and Gudennavar, S. B. (2011). *Radiat. Phys. Chem*, 80, 626–628.
- Horakeri, L. D., Hanumaiah, B., and Thontadarya, S. R. (1997). *X-ray Spectrom*. 26, 69–74.
- Horakeri, L. D., Hanumaiah, B., and Thontadarya, S. R. (1998). *X-ray Spectrom*. 27, 344–348.
- Hribar, M., Kodre, A., and Pahor, J. (1977). *Phys. At. Nucl*, 280, 227–229.
- Hribar, M., Kodre, A., and Pahor, J. (1977). *Physica B+ C*, 92, 143–146.
- Hribar, M., Kodre, A., and Pahor, J. (1982). *Physica B+ C*, 115, 132–136.
- Hubbell, J. H. (1969). *NSRDS-NBS29*, Washington DC.
- Hubbell, J. H., and Hubbell, J. H. (1989). *US Department of Commerce, (NIST)*.
- Hubbell, J. H., Trehan, P. N., Singh, N., Chand, B., Mehta, D., Garg, M. L., Singh, S., and Puri, S. (1994). *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 23, 339–364.
- Indelicato, P. (19995). *Phys. Rev. A*51, 1132-1145.
- Indira, P. A., Palms, J. M., and Rao, P. V. (1978). *Z. Phys. A*, 284, 33–37.
- Jaffe, A. A. (1955). *Phys. Abstr*, 58, 360.
- Jaffe, H. (1954). *Electron capture studies in shielded nuclei*.
- Jenkins, R., Manne, R., Robin, R., and Senemaud, C. (1991). *IUPAC.*, 20, 149–155.
- Jitschin, W., Materlik, G., Werner, U., and Funke, P. (1985). *J. Phys. B. Atomic and Molecular Physics*, 18, 1139-1153.
- Jitschin, W., Stötzel, R., Papp, T., and Sarkar, M. (1999). *Phys. Rev. A*, 59, 3408-3414.
- Jopson, R. C., Khan, J. M., Mark, H., Swift, C. D., and Williamson, M. A. (1964). *Phys. Rev.* 133, A381-384.
- Jopson, R. C., Mark, H., and Swift, C. D. (1962). *Phys. Rev*, 128, 2671.
- Kaçal, M. R., Han, I., Akman, F., and Durak, R. (2012). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 113, 373–381.
- Kaçal, M. R., Han, İ., and Akman, F. (2015). *Appl. Radiat. Isot*, 95, 193–199.
- Kahoul, A., Abassi, A., Deghfel, B., and Nekkab, M. (2011). *Radiat. Phys. Chem*, 80, 369–377.

- Kahoul, A., Aylikci, V., Aylikci, N. K., Cengiz, E. R., and Apaydin, G. (2012). *Radiat. Phys. Chem*, 81, 713–727.
- Kahoul, A., Aylikci, V., Deghfel, B., Aylikci, N. K., and Nekkab, M. (2014). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf*, 145, 205–213.
- Kalayci, Y., Agus, Y., Ozgur, S., Efe, N., Zararsiz, A., Arikan, P., and Mutlu, R. H. (2005). *Spectrosc. Acta B*, 60, 277–279.
- Karttunen, E., Freund, H. U., and Fink, R. W. (1969). *Nucl. Phys. A*, 131, 343–352.
- Karttunen, E., Freund, H. U., and Fink, R. W. (1971). *Tech. Rep.*, Georgia Inst. Of Tech., Atlanta.
- K. Arora, S., L. Allawadhi, K., and S. Sood, B. (1981). *J. Phys. Soc. Jpn.* 50, 251–254.
- Kaur, R., Kumar, A., Czyzycki, M., Migliori, A., Karydas, A. G., and Puri, S. (2017). *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, 407, 210–216.
- Kaur, G., and Mittal, R. (2014). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf*, 133, 489–503.
- Kaya, A., and Ertugrul, M. (2003). *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom*, 130, 111–118.
- Kaya, A., Ertugrul, M., Dogan, O., Sogut, O., Turgut, U., and Simsek, O. (2001). *Anal. Chim. Acta*, 441, 317–323.
- Ketelle, B. H., Thomas, H., and Brosi, A. R. (1956). *Phys. Rev*, 103, 190.
- Khalfallah, F., Deghfel, B., Kahoul, A., Aylikci, V., Aylikci, N. K., and Nekkab, M. (2015). *Radiat. Phys. Chem*, 112, 71–75.
- Kloppenborg, J. (1969). *Z. Phys A Hadrons and nuclei*, 225, 364–375.
- Kodre, A., Hribar, M., and Glavič, D. (1986). *Z. Phys. D - Atoms Molec. Clusters.* , 2, 173–176.
- Kodre, A., Hribar, M., Ajlec, B., and Pahor, J. (1981). *Phys. At. Nucl*, 303, 23–26.
- Köksal, O. K., Apaydin, G., Bıyıklıoğlu, Z., Bekircan, O., Cengiz, E., and Karabulut, K. (2018). *AIP Conf Proc*, 1935, p. 140001.
- Kolbe, M., Hönicke, P., Müller, M., and Beckhoff, B. (2012). *Phys. Res. B*, 86, 042512, 1-9.
- Kolbe, M., and Hönicke, P. (2015). *X-ray Spectrom*, 44, 217–220.
- Konijn, J., Hagedoorn, H. L., and Van Nooijen, B. (1958). *Physica*, 24, 129–136.
- Konijn, J., Van Nooijen, B., and Hagedoorn, H. L. (1958). *Physica*, 24.
- Konstantinov, A. A., and Sazonova, T. E. (1965). *Izvestiya Akademii Nauk, Seriya Fizicheskaya (USSR) For English translation see Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser.(Engl. Transl.)*, 29.
- Konstantinov, A. A., and Sazonova, T. E. (1968). *Izvestiya Akademii Nauk Sssr Seriya Fizicheskaya*, 32, pp. 631.
- Konstantinov, A. A., Perepelkin, V. V., and Sazonova, T. E. (1964). *Izvestiya Akademii Nauk, Seriya Fizicheskaya (USSR) For English translation see Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser.(Engl. Transl.)*, 28.
- Konstantinov, A. A., Sazonova, T. E., and Perepelkin, V. V. (1960). *Izvest. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Fiz.*, 24.
- Konstantinov, A. A., Sazonova, T. E., Sepman, S. V., and Frolov, E. A. (1989). *Metrologia*, 26, 205.
- Konstantinov, A. A., Sokolova, I. A., and Sazonova, T. E. (1961). *Izvest. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.*, 25.
- Kostroun, V. O., Chen, M. H., and Crasemann, B. (1971). *Phys. Rev A*, 3, 533.
- Kramer, P., De Beer, A., Bos, M. E., and Blok, J. (1962). *Physica*, 28, 582–586.
- Krause, M. O. (1979). *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 8, 307–327.
- Ku, A., Facca, V. J., Cai, Z., and Reilly, R. M. (2019). *EJNMMI Radiopharm. Chem.*, 4, 1–36.
- Küçükönder, A., Durdu, B. G., Büyükkasap, E., and others. (2004). *J. Radioanal. Nucl. Chem*, 260, 89–97.
- Kuhn, U., Genz, H., Löw, W., Richter, A., and Müller, H.-W. (1981). *Phys. At. Nucl*, 300, 103–104.
- Kumar, A., Puri, S., Mehta, D., Garg, M. L., and Singh, N. (2002). *X-ray Spectrom* 31, 103–108.
- Kumar, S., Singh, S., Mehta, D., Singh, N., Mangal, P. C., and Trehan, P. N. (1987). *X-ray Spectrom*, 16, 203–206.
- Kumar, A., and Puri, S. (2010). *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, 268, 1546–1550.
- Kup Aylikci, N. (2019). *Spectroscopy Letters*, 52, 346–355.
- Labberigie-Frolow, J., and Radvanyi, P. (1956). *J. Phys. Radium*, 17, 944–949.
- Laberrigie-Frolow, J., Radvanyi, P., and Langevin, M. (1956). *J. Phys. Radium*, 17, 530–531.
- Langenberg, A., and Van Eck, J. (1976). *J Phys B-AT MOL OPT*, 9, 2421.
- Lay, H. (1934). *Z. Phys*, 91, 533–550.

- Lee, N. K. (1958). Tech. Rep., Vanderbilt Univ., Nashville. Graduate School.
- Lee, P. L., and Salem, S. I. (1974). *Phys. Rev. A*, 10, 2027-2032.
- Leistner, M., and Friedrich, K. (1965). Atomkernenergie (West Germany) Merged with Kerntechnik to form Atomkernenerg./Kerntechnik. *Acta Radiol.* Changed to *Acta Radiol.: Oncol., Radiat. Phys.*, 8.
- Li, S. (2014). Ph.D. Dissertation, Paris 11.
- Magnier, P., Bouchard, J., Blondel, M., Legrand, J., Perolat, J. P., and Vatin, R. (1978). *Phys. At. Nucl.*, 284, 389–397.
- Mallick, S., Rath, G. K., and Benson, R. (2019). *Pract. Radiat. Oncol.* Springer.
- Mann, K. S., Singh, N., Mittal, R., Allawadhi, K. L., and Sood, B. S. (1990). *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 23, 3521.
- Mann, K. S., Singh, N., Mittal, R., Allawadhi, K. L., and Sood, B. S. (1990). *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 23(15), 2497.
- Markevich, D., and Budick, B. (1981). *J. PHYS B-AT MOL OPT*, 14, 1553-1563.
- Marques, M. I., Martins, M. C., and Ferreira, J. G. (1985). *Phys. Scr.* 32, 107-110.
- Meli, J. A. (2020). Interaction Probability and Interaction Cross Section.
- Myers, R. L. (2003). *The basics of chemistry.* Greenwood Publishing Group.
- Mcguire, E. J. (1969). *Phys. Rev.*, 185, 1.
- Mcguire, E. J. (1970). *Phys. Rev A*, 2, 273.
- Mcguire, E. J. (1972). *Phys. Rev A*, 5, 1043.
- Meneir, M. R., Yu, Y. C., Weathers, D. L., Duggan, J. L., mcdaniel, F. D., and Lapicki, G. (1991). *Phys. Rev A*, 44, 4372.
- McGeorge, J. C., and Fink, R. W. (1971). *Z. Phys.* 248, 208–219.
- McGeorge, J. C., Freund, H. U., and Fink, R. W. (1970). *Nucl. Phys. A*, 154, 526–538.
- McGeorge, J. C., Mohan, S., and Fink, R. W. (1971). *Phys. Rev. A*, 4, 1317-1318.
- McGeorge, J. C., Nix, D. W., Fink, R. W., and Landrum, J. H. (1972). *Z. Phys. A*. 255, 335–347.
- McGhee, P. L., and Campbell, J. L. (1988). *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 21, 2295-2309.
- Mcparland, B. J., and mcparland, B. J. (2010). *Nucl. Med. Radiat. Dosim. Adv. Theor. Principles*, 171–207.
- Mcketty, M. H. (1998). *The AAPM/RSNA physics tutorial for residents x-ray Attenuation Radiogr*, 18, 151–163.
- Meddough, K., Daoudi, S., Kahoul, A., Sampaio, J. M., Marques, J. P., Parente, F., Kup Aylikci, N., Aylikci, V., Kasri, Y., Hamidani, A. (2022). *Phys. Chem.* 110481.
- Ménesguen, Y., and Lépy, M.-C. (2010). *Res. Bs*, 268, 2477–2486.
- Ménesguen, Y., and Lépy, M.-C. (2020). *X-ray Spectrom.* 49, 596–602.
- Ménesguen, Y., Boyer, B., Rodrigues, M., and Lépy, M.-C. (2016). *Appl. Radiat. Isot.* 109, 133–138.
- Ménesguen, Y., Lépy, M.-C., Sampaio, J. M., Marques, J. P., Parente, F., Guerra, M., Indelicato, P and Santos, J. P. (2018). *Metrologia*, 55, 621-630.
- Ménesguen, Y., Lepy, M.-C., Hönicke, P., Müller, M., Unterumsberger, R., Beckhoff, B., Others. (2017). *Metrologia*, 55, 56.
- Mirji, S., Bennal, A. S., Krishnananda, Badiger, N. M., Tiwari, M. K., and Lodha, G. S. (2015). *Can. J. Phys.* 93, 760–764.
- Mirji, S., Badiger, N. M., Tiwari, M. K., and others. (2016). *J. Alloy. Compd.* 656, 357–361.
- Mirji, S., Hosamani, M., Badiger, N. M., Tiwari, M. K., and Lodha, G. S. (2016). *X-Ray Spec.* 45, 72–76.
- Mitchell, I. V., and Barfoot, K. M. (1981). *Nucl. Sci. Appl., Sect. B*, 1, 99–162.
- Mittal, R., Sood, B. S., and Allawadhi, K. L. (1996). *Radiat. Phys. Chem.* 48, 1–9.
- Mohan, S., Fink, R. W., Wood, R. E., Palms, J. M., and Rao, P. V. (1970a). *Z. Phys.* 239, 423–428.
- Mohan, S., Freund, H. U., Fink, R. W., and Rao, P. V. (1970b). *Phys. Rev. C*, 1, 254-259.
- Monnard, E., and Moussa, A. (1961). *Phys. A*, 25, 292–306.
- Mr RAMESHAN, M. T. (2012). Ph.D. Dissertation, Christ University.
- Nall, J. C., Baird, Q. L., and Haynes, S. K. (1960). *Phys. Rev.* 118, 1278-1288.
- Nica, N., Hardy, J. C., Jacob, V. E., Montague, J. R., and Trzhaskovskaya, M. B. (2005). *Phys. Rev C*, 71, 054320.

- Nicholson, A., Croft, S., and mcelroy, R. D. (2016). *J. Radioanal. Nucl. Chem*, 307, 2069–2074.
- Nikjoo, H., Uehara, S., and Emfietzoglou, D. (2012). *Interaction of radiation with matter*. CRC press.
- Nicol, S. Diss. Université de la Méditerranée-Aix-Marseille II, 2010.
- Nix, D. W., mcgeorge, J. C., and Fink, R. W. (1972). *Z. Phys A Hadrons and nuclei*, 256, 131–137.
- Onder, P., Tursucu, A., and Demir, D. (2013). *Sci. Technol. Nucl. Install*, 2013.
- Öz, E., Erdoğan, H., and Ertuğrul, M. (1999a). *J. Radioanal. Nucl. Chem*. 242, 219–22
- Öz, E., Erdoğan, H., and Ertuğrul, M. (1999b). *X-ray Spectrom*, 28, 198–202.
- Öz, E., Özdemir, Y., Ekinci, N., Ertuğrul, M., Şahin, Y., and Erdoğan, H. (2000). *Spectrochim. Acta B*, 55, 1869–1877.
- Özdemir, Y., and Durak, R. (2000). *Phys. Scr*, 62, 41.
- Özdemir, Y., and Durak, R. (2003). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf*, 77, 95–103.
- Özdemir, Y., Durak, R., and Öz, E. (2002). *Radiat. Phys. Chem*, 65, 199–204.
- Pahor, J., and Moljk, A. (1967). *C. R. Hebd. Séances Acad. Sci*, 264, 550.
- Pahor, J., Kodre, A., and Moljk, A. (1968). *Nucl. Phys. A*, 109, 62–64.
- Pahor, J., Kodre, A., and Moljk, A. (1970). *Z. Phys A Hadrons and nuclei*, 230, 287–290.
- Pahor, J., Kodre, A., Hribar, M., and Moljk, A. (1969). *Z. Phys A Hadrons and nuclei*, 221, 490–493.
- Park, J. J., and Christmas, P. (1967). *Can. J. Phys*, 45, 2621–2637.
- Pahor, J., (1971). Private communication.
- Pahor, J., Moljk, A., Kodre, A., and Hribar, M., (1971a). (to be published).
- Pahor, J., Kodre, A., and Moljk, A. (1971b). *Z. Phys.* (in press).
- Palms, J. M., Wood, R. E., Rao, P. V., and Kostroun, V. O. (1970). *Phys. Rev. C*, 2, 592-594.
- Papp, T., Campbell, J. L., and Raman, S. (1998). *Phys. Rev. A*, 58, 3537-3543.
- Päschke, R. (1963). *Zeitschrift für Physik*, 176, 143–154.
- Patronis Jr, E. T., Braden, C. H., and Wyly, L. D. (1957). *Phys. Rev*, 105, 681.
- Petel, M., and Houtermans, H. (1967). *Tracer Methods for Calibrating Iron-55; Methodes d'Indicateur pour l'Etalonnage du Fer-55*.
- Pious, J. K., Balakrishna, K. M., Lingappa, N., and Siddappa, K. (1992). *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys*, 25, 1155.
- Plch, J., Dryak, P., Zderadička, J., Schönfeld, E., and Szörényi, A. (1979). *J Phys B*, 29, 1071–1083.
- Podgoršak, E. B., and others. (2006). *Radiation physics for medical physicists (Vol.1)*. Springer.
- Podgoršak, E. B., and Podgoršak, E. B. (2014). *Compendium to Radiation Physics for Medical Physicists: 300 Problems and Solutions*, 387–514.
- Podgoršak, E. B. (2016). *Radiat. Phys. Med. Physicists*, 277–376.
- Poehn, C., Wernisch, J., and Hanke, W. (1985). *X-ray Spectrometry*, 14(3), 120-124.
- Prabhu, S., Naveen, D. K., Banger, S., and Bhat, B. S. (2020). *Journal of Physics: Conference Series*, 1712, p. 012036.
- Punchithaya, S., and Balakrishna, K. M. (2013). *J. Phys. Sci*, 3, 102.
- Puri, S., Mehta, D., Chand, B., Singh, N., and Trehan, P. N. (1993). *X-ray Spectrom*, 22, 358–361.
- Puri, S., Mehta, D., Chand, B., Singh, N., Mangal, P. C., and Trehan, P. N. (1993). *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Bs*, 73, 319–323.
- Rahangdale, H. V., Mitra, D., Das, P. K., De, S., Guerra, M., Santos, J. P., and Saha, S. (2016). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 174, 79–87.
- Ramaswamy, M. K. (1962). *Nucl. Phys. A*, 33, 320–322.
- Rani, A., Koshal, R. K., Chaturvedi, S. N., and Nath, N. (1988). *X-ray Spectrom*, 17, 53–54.
- Rao, P. V., Wood, R. E., Palms, J. M., and Fink, R. W. (1969). *Phys. Rev*. 178, 1997-2006.
- Rao, D. V., Cesareo, R., and Gigante, G. E. (1994). *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Bs*, 86, 219–224.
- Rao, D. V., Cesareo, R., and Gigante, G. E. (1995). *Radiat. Phys. Chem*, 46, 317–320.
- Rao, D. V., Cesareo, R., and Gigante, G. E. (1996). *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Bs*, 108, 227–232.
- Rao, P. V. (1969). p 222-33 of *Proceedings of the Conference on the Electron Capture and Higher Order Processes in Nuclear Decays, Debrecen, Hungary, July 15–18, 1968. Vol. 2. Berenyi, D.(ed.). Budapest, Eoetvo.*
- Rao, P. V., and Crasemann, B. (1965). *Phys. Rev*, 137, B64-70.
- Rao, P. V., and Crasemann, B. (1966). *Phys. Rev*, 142, 768.

- Raulo, A., Grassi, D., and Perillo, E. (2007). *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys*, 40, 2739-2746.
- Ravier, J., Marguin, P., and Moussa, A. (1961). *J. Phys. Radium*, 22, 249-256.
- Riffaud, J., Lépy, M.-C., Ménesguen, Y., and Novikova, A. (2017). *X-ray Spectrom*, 46, 341-346.
- Rightmire, R. A., Simanton, J. R., and Kohman, T. P. (1959). *Phys. Rev*, 113, 1069.
- Risch, K. (1958). *Z. Phys*, 150, 87-98.
- Roncali, E., Mosleh-Shirazi, M. A., and Badano, A. (2017). *Phys. Med Biol*, 62, R207.
- Roos, C. E. (1957). *Phys. Rev*, 105, 931.
- Rose, M. E. (1958). *Internal conversion Coefficients*, North-Holl. Publ. Co., Amsterdam.
- Ross, M. A., Cochran, A. J., Hughes, J., and Feather, N. (1955). *Proc. Phys. Soc. A*, 68, 612-624.
- Rubinson, W., and Gopinathan, K. P. (1968). *Tech. Rep.*, Brookhaven National Lab., Upton, NY.
- Rumsh, M. A., and Shchemelev, V. N. (1962). *Soviet Physics JETP*, 15.
- Sánchez, H. J., Rubio, M., Pérez, R. D., and Burattini, E. (1994). *X-ray Spectrometry*, 23, 267-271.
- Sahoo, N. (2015). *Introduction to radiation therapy physics*. Princ. Pract. Radiat. Ther, 270.
- Şahin, M. E., Demir, L., Söğüt, Ö., Ertugrul, M., and İçelli, O. R. (2000). *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 33, 93-98.
- Şahin, M. E., Demir, L., and Budak, G. (2005). *Appl. Radiat. Isot*, 63, 141-145.
- Şahin, M. E., Demir, L., and Kurucu, Y. (2004). *J. Radioanal. Nucl. Chem*, 261, 415-419.
- Sahnoune, Y., Kahoul, A., Kasri, Y., Deghfel, B., Medjadi, D. E., Khalfallah, F., Daoudi, S., Aylikçi, V., Küp Aylikçi N Nekkab, M. (2016). *Radiat. Phys. Chem.* 125, 227-251.
- Sahnoune, Y., Kahoul, A., Daoudi, S., Sampaio, J. M., Aylikci, N. K., Aylikci, V., V., Kasri, Y., Deghfel, B., Marques, J.P Medjadi, D. E. (2020). *Radiat. Phys. Chem*, 166, 108495,1-11.
- Salgueiro, L., Ferreira, J. G., Park, J. J., and Ross, M. A. (1961). *Proc. Phys. Soc.* 77, 657-664.
- Sampaio, J. M., Madeira, T. I., Marques, J. P., Parente, F., Costa, A. M., Indelicato, P., Ménesguen, Y. (2014). *Phys. Rev A*, 89, 012512.
- Sampaio, J. M., Parente, F., Indelicato, P., and Marques, J. P. (2013). *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys*, 46, *
- Schmied, H., and Fink, R. W. (1957). *Phys. Rev*, 107, 1062.
- Schörner, K. (2012). *Ph.D. Dissertation*, München, Technische Universität München, Diss., 2012.
- Sera, K., Ishii, K., Yamadera, A., Kuwako, A., Kamiya, M., Sebata, M., Chu, T. C. (1980). *Phys. Rev A*, 22, 2536.
- Sergienko, V. A., Vorontsovskij, A. V., and Naim, M. A. (1985). *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.:(USSR)*, 49.
- Seven, S. (2002). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf*, 74, 69-74.
- Sharma, M., Singh, P., Shahi, J. S., Mehta, D., and Singh, N. (2005). *X-ray Spectrom*.34, 35-41.
- Shatendra, K., Allawadhi, K. L., and Sood, B. S. (1984). *Physica B+ C*, 124, 279-281.
- Shatendra, K., Allawadhi, K. L., and Sood, B. S. (1985). *Phys. Rev A*, 31, 2918.
- Söğüt, Ö., Büyükkasap, E., and Ertuğrul, M. (2001). *Spec.* 30, 427-430.
- Sidhu, N. P., Grewal, B. S., and Sahota, H. S. (1988). *X-ray Spectrom*, 17, 29-31.
- Şimşek, Ö. (1998). *Physica Scripta*, 58 (3), 235.
- Şimşek, Ö., Doğan, O., Turgut, Ü., and Ertuğrul, M. (1998). *Phys. Rev A*, 58, 1040.
- Şimşek, Ö., Doğan, O., Turgut, Ü., Ertuğrul, M., and Erdoğan, H. (1999a). *X-ray Spectrom*. 28, 91-93.
- Şimşek, Ö., Doğan, O., Turgut, Ü., and Ertuğrul, M. (1999b). *Radiat. Phys. Chem*, 54, 229-233.
- Şimşek, Ö., Doğan, O., Turgut, Ü., and Ertuğrul, M. (2000). *Radiat. Phys. Chem*, 58, 207-211.
- Şimşek, Ö., Yılmaz, S., Karagöz, D., and Ertugrul, M. (2002a). *J. Radioanal. Nucl. Chem*, 253, 143-147.
- Şimşek, Ö., Ertugrul, M., Karagöz, D., Budak, G., Karabulut, A., Yılmaz, Doğan, O., Turgut, Ü., Söğüt Ö., Polat, R and Gürol, A. (2002b). *Radiat. Phys. Chem*, 65, 27-31.
- Singh, I., Mittal, R., Allawadhi, K. L., and Sood, B. S. (1985). *Physica B+ C*, 132, 119-121.
- Singh, K., and Sahota, H. S. (1984). *Journal of Physics G: Nucl. Phys. A*, 10, 241.
- Singh, K., Grewal, B. S., and Sahota, H. S. (1985). *Journal of Physics G: Nucl. Phys. A*, 11, 399.
- Singh, K., Singh, G., Sharma, R. K., and Sahota, H. S. (1983). *Phys. Rev C*, 28, 2115.
- Singh, N., Mittal, R., Allawadhi, K. L., and Sood, B. S. (1983). *Physica B+ C*, 123, 115-120.

- Singh, S., Mehta, D., Garg, R. R., Kumar, S., Garg, M. L., Singh, N., Mangal, P. C., Hubbell J.H. and Trehan, P. N. (1990). Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Bs, 51, 5–10.
- Singh, S., Rani, R., Mehta, D., Singh, N., Mangal, P. C., and Trehan, P. N. (1990). X-ray Spectrom, 19, 155–158.
- Smith, D. (1982). Nucl. Instrum. Methods Phys, 200, 383–387.
- Söğüt, Ö. (2010). Chinese J. Phys, 48, 212–221.
- Söğüt, Ö., Apaydın, G., Şimşek, Ö., Cengiz, E. R., Saydam, M., Küp, N., and Tıraşoğlu, E. N. (2009). Radiat. Phys. Chem. 78, 307–310.
- Söğüt, Ö., Büyükkasap, E., and Ertuğrul, M. (2001). X-ray Spectrom.30, 427–430.
- Söğüt, Ö., Küçükönder, A., Durdu, B. G., and Büyükkasap, E. (2003). Phys. Scr, 67, 219.
- Solé, V. A. (1992). Nucl. Instrum. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A: Accel. Spectrom. Detect. Assoc. Equip., 312, 303–307.
- Sole, V. A., Denecke, B., Grosse, G., and Bambynek, W. (1993). Nucl. Instrum. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A: Accel. Spectrom. Detect. Assoc. Equip., 329, 418–422.
- Solé, V. A., Denecke, B., Mouchel, D., and Bambynek, W. (1994). Appl. Radiat. Isot, 45, 941–944.
- Spiler, F., and others. (1979). The new determination of the L-shell fluorescence yield of krypton.
- Sripathi, P. K., and Balakrishna, K. M. (2013). (IJCCE), 3, 27–44.
- Stephenson, R. J. (1937). Phys. Rev, 51, 637.
- Stotzel, R., Werner, U., Sarkar, M., and Jitschin, W. (1992). J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys, 25, 2295-2307.
- Sujkowski, Z., and Melin, O. (1961). Ark. Fys. 20.
- Suter T. And Reyes, P. (1962). Suter, Arkiv Fys. 20, 393.
- Takiue, M., and Ishikawa, H. (1980). Nuclear Instruments and Methods, 173, 391–394.
- Tan, M., Braga, R. A., Fink, R. W., and Rao, P. V. (1982). Phys. Scr. 25, 536-542.
- Tan, M., Braga, R. A., Fink, R. W., and Rao, P. V. (1988). Phys. Scr. 37, 62-65.
- Tawara, H., Harrison, K. G., and De Heer, F. J. (1973). Physica, 63, 351–367.
- Taylor, J. G., and Merritt, J. S. (1963). In K Shell Fluorescence Yields of V, Cr, and Cu, Proceedings of International Conference, Nuclear Energy Information Center, Warsaw, Poland, 3, p. 465.
- Tebboube, I., ATAMNA, R., and others. (2020). Ph.D. Dissertation, University of Jijel.
- Thomas, D. J. (1978). Phys. At. Nucl, 289, 51–58.
- Troughton, M. E. (1967). Standardization of Radionuclides. Proceedings of a Symposium Standardization of Radionuclides.
- Tunç, H., Yılmaz, R., Ozkartal, A., and Ozmen, T. (2015). Am J Phys; AM J PHYS, 3, 1.
- Turhan, M. F., Akman, F., Kaçal, M. R., and Durak, R. (2017). OP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng, 282, p. 012015.
- Turhan, M. F., Durak, R., and Akman, F. (2014). Appl. Radiat. Isot. 89, 151–158.
- Turhan, M. F., Turşucu, A., Akman, F., Akdemir, F., and Durak, R. (2020). Radiat. Phys. Chem, 168, 108564.
- Tuksel Ozdemir, Y., and dvan Durak, R. (2002). J. Quant. Spectrosc. Radiat. 77 (2003) 95 – 103
- Turşucu, A., and Demir, D. (2013). Appl. Radiat. Isot, 77, 23–26.
- Turşucu, A., Demir, D., and others. (2013). Phys. Sci. Int. J, 8, 103–108.
- Turşucu, A., Haskul, M., and Ulgen, A. T. (2019). Charact. Appl., 2.
- Turşucu, A., Önder, P., Eroğlu, M., and Demir, D. (2012). Appl. Radiat. Isot, 70, 1509–1511.
- Unterumsberger, R., Hönicke, P., Colaux, J. L., Jeynes, C., Wansleben, M., Müller, M., and Beckhoff, B. (2018). J. Anal. At. Spectrom. 33, 1003–1013.
- Uğurlu, M., and Demir, L. (2020). Spectroscopy Letters, 53, 163–171.
- Uğurlu, M., Akkuş, T., and Demir, L. (2020). Can. J. Phys, 98, 217–221.
- Veluri, V. R., and Rao, P. V. (1977). Phys. At. Nucl, 280, 317–319.
- Veluri, V. R., Wood, R. E., Palms, J. M., and Rao, P. V. (1973). Tech. Rep.
- Von Dincklage, R. D., and Hay, H. J. (1985). Z. Phys. A, 321, 375–380.
- Walters, D. L., and Bhalla, C. P. (1971). Phys. Rev A, 4, 2164.
- Waseda, Y., Matsubara, E., and Shinoda, K. (2011). X-ray diffraction crystallography: introduction, examples and solved problems. Springer.
- Washington, D.C. (1996). Department of the Army Field Manual, D. O. NATO Handbook on the Medical Aspects of NBC Defensive Operations amedp-6 (B).

- Watanabe, T., Schnopper, H. W., and Cirillo, F. N. (1962). *Phys. Rev*, 127, 2055.
- Weksler, M., and De Pinho, A. G. (1973). *Rev. Bras. Ensino Fis*, 3, 291-309.
- Welker, J. P., and Perlman, M. L. (1955). *Phys. Rev*, 100, 74.
- Wentzel, G. (1927). *Z. Phys*, 43, 524–530.
- Wilken, B. (1968). *Z. Phys A Hadrons and nuclei*, 213, 56–69.
- Wood, R. E., Veluri, V. R., Palms, J. M., and Rao, P. V. (1973). *Tech. Rep.*
- Werner, U., and Jitschin, W. (1988). *Phys. Rev. A*, 38, 4009-4018.
- Winkenbach, H. (1958). *Z. Phys.*, 152, 387–396.
- Wood, R.E., Veluri, V.R., Palms, J.M., Rao, P.V., 1972. Proceedings of the International Conference on Inner Shell Ionization Phenomena and Futur Applications. Institute of Technology, Atlanta, gueurgia USA, pp. 226–232.
- Wood, R. E., Palms, J. M., and Rao, P. V. (1969). *Z. Phys. A*, 187, 1497-1503.
- Xu, J. Q. (1991). *Phys. Rev. A*, 43, 4771-2779.
- Xu, J. Q., and Xu, X. J. (1994). *Phys. Rev. A*, 49, 2191-2194.
- Yashoda, T., Krishnaveni, S., and Gowda, R. (2005). *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Bs*, 240, 607–611.
- Yashoda, T., Krishnaveni, S., Gowda, S., Umesh, T. K., and Gowda, R. (2002). *Pramana*, 58, 31–38.
- Yılmaz, R. (2014). *Radiat. Phys. Chem*, 96, 1–4.
- Yilmaz, R., Tunç, H., and others. (2015). *Radiat. Phys. Chem*, 112, 83–87.
- Zender, M. J., Pou, W., and Albridge, R. G. (1969). *Z. Phys A Hadrons and nuclei*, 218, 245–259.
- Zimmerli, T., and Flammersfeld, A. (1963). *Z. Phys*, 176, 323–328.
- Zink, F. E. (1997). *X-ray tubes. Radiographics*, 17, 1259–1268.

Listes
des
figures

Figure I.1: Classification des rayonnements.	5
Figure I.2: Le potentiel de l'anode et de la cathode du tube à rayons X est de 20 à 150 kV....	6
Figure I.3: donne les phénomènes d'interaction des photons (X, γ) avec la matière	8
Figure I.4: Diagramme schématique de la diffusion de Thomson	9
Figure I.5: Diagramme de l'effet Compton	10
Figure I.6: Diffusion de Rayleigh.	13
Figure I.7: Schéma de principe de l'effet photoélectrique.	14
Figure I.8: Représentation schématique de la production de paires.	17
Figure I.9: Conventions pour la détermination expérimentale des coefficients d'atténuation des faisceaux étroits	17
Figure I.10: Diffusion symétrique des particules autour de la direction incidente	19
Figure I.11 : Excitation (à gauche) et désexcitation (à droite) avec libération ultérieure de rayonnement électromagnétique.....	21
Figure I.12: Perte d'énergie radiative via bremsstrahlung (rayonnement de freinage).	22
Figure I.13: Représentation de Plusieurs Orbitales Différentes.....	23
Figure I.14: Nombre maximal d'électrons par Orbitale	24
Figure I.15: Diagramme de niveau d'énergie atomique pour les couches K, L, M et N de plomb.....	27
Figure I.16: Phénomène de la fluorescence X	28
Figure I.17: Les deux transition, (a) non radiative «l'effet Auger», (b) radiative «fluorescence de RX».....	28
Figure I.18: Les transition non radiative (i) transition de C-K et (ii) l'effet Auger.....	31
Figure I.19: L'émission d'électrons Auger peut être initiée par capture d'électrons (EC) ou conversion interne (IC).....	32
Figure II.1: Répartition du nombre de ω_K expérimentaux en fonction du numéro atomique Z.	64
Figure II.2: Répartition du nombre de ω_L expérimentaux en fonction du numéro atomique Z	65
Figure II.3: Répartition du nombre de ω_M expérimentaux en fonction du numéro atomique Z	66
Figure II.4: Répartition du nombre de ω_{L_1} expérimentaux en fonction du numéro atomique Z.	67
Figure II.5: Répartition du nombre de ω_{L_2} expérimentaux en fonction du numéro atomique Z	68
Figure II.6: Répartition du nombre de ω_{L_3} expérimentaux en fonction du numéro atomique Z	69
Figure II.7: Histogramme des données pour ω_K expérimental. Les lignes verticales indiquent le nombre annuel de rendements de fluorescence publiés, tels que compilés dans ce travail..	70
Figure II.8: Histogramme des données pour ω_L expérimental. Les lignes verticales indiquent le nombre annuel de rendements de fluorescence publiés, tels que compilés dans ce travail..	71

Figure 9: Histogramme des données pour ω_M expérimental. Les lignes verticales indiquent le nombre annuel de rendements de fluorescence publiés, tels que compilés dans ce travail.	72
Figure II.10: Histogramme des données pour ω_{L_1} expérimental. Les lignes verticales indiquent le nombre annuel de rendements de fluorescence publiés, tels que compilés dans ce travail.....	73
Figure II.11: Histogramme des données pour ω_{L_2} expérimental. Les lignes verticales indiquent le nombre annuel de rendements de fluorescence publiés, tels que compilés dans ce travail.....	74
Figure II.12: Histogramme des données pour ω_{L_3} expérimental. Les lignes verticales indiquent le nombre annuel de rendements de fluorescence publiés, tels que compilés dans ce travail.....	74
Figure III.1.a: La distribution de S pour chaque référence entre 1934 et 1999 à partir des données extraites selon le numéro atomique Z pour la couche K.	84
Figure III.1.b: La distribution de S pour chaque référence entre 2000 et 2023 à partir des données extraites selon le numéro atomique Z pour la couche K.	85
Figure III.2: La distribution de S pour chaque référence à l'aide des données extraites selon le numéro atomique Z pour la couche L.	86
Figure III.3: La distribution de S pour chaque référence à l'aide des données extraites selon le numéro atomique Z pour la couche M.	87
Figure III.4: La distribution de S pour chaque référence à l'aide des données extraites selon le numéro atomique Z pour la sous-couche L_1	88
Figure III.5: La distribution de S pour chaque référence à l'aide des données extraites selon le numéro atomique Z pour la sous-couche L_2	89
Figure III.6: La distribution de S pour chaque référence à l'aide des données extraites selon le numéro atomique Z pour la sous-couche L_3	90
Figure III.7: Distribution de $\left(\frac{\omega_{KWR}}{1-\omega_{KWR}}\right)^{1/4}$ en fonction du numéro atomique.	95
Figure III.8: Distribution de $\left(\frac{\omega_{LWR}}{1-\omega_{LWR}}\right)^{1/4}$ en fonction du numéro atomique.....	96
Figure III.9: Distribution de $\left(\frac{\omega_{MWR}}{1-\omega_{MWR}}\right)^{1/4}$ en fonction du numéro atomique.	96
Figure III.10: Distribution de $\left(\frac{\omega_{L_1WR}}{1-\omega_{L_1WR}}\right)^{1/4}$ en fonction du numéro atomique.....	97
Figure III.11: Distribution de $\left(\frac{\omega_{L_2WR}}{1-\omega_{L_2WR}}\right)^{1/4}$ en fonction du numéro atomique.....	97
Figure III.12: Distribution de $\left(\frac{\omega_{L_3WR}}{1-\omega_{L_3WR}}\right)^{1/4}$ en fonction du numéro atomique.....	98
Figure III.13: Distribution de $S = \frac{(\omega_K)_{Exp}}{(\omega_K - WR)}$ en fonction du numéro atomique.	101
Figure III.14: Distribution de $S = \frac{(\omega_L)_{Exp}}{(\omega_L - WR)}$ en fonction du numéro atomique.....	101
Figure III.15: Distribution de $S = \frac{(\omega_M)_{Exp}}{(\omega_M - WR)}$ en fonction du numéro atomique.	102
Figure III.16: Distribution de $S = \frac{(\omega_{L_1})_{Exp}}{(\omega_{L_1} - WR)}$ en fonction du numéro atomique.....	102
Figure III.17: Distribution de $S = \frac{(\omega_{L_2})_{Exp}}{(\omega_{L_2} - WR)}$ en fonction du numéro atomique.....	103

Figure III.18: Distribution de $S = \frac{(\omega_{L_3})_{Exp}}{(\omega_{L_3-WR})}$ en fonction du numéro atomique.....	103
Figure III.19: Le rendements moyens semi-empiriques actuels de fluorescence de la couche K des valeurs théoriques de Kostroun et al. (1971) (Figure (a)), les valeurs ajustées de Puri et al. (1993), Campbell (2003) et Sahnoun et al. (2016) (Figure (b)) et les résultats expérimentaux de Duggan et al. (2018), Bonzi and Badiger (2006), Bansal et al. (2017), Kacal et al. (2012) et Han and Demir (2011) (Figure (c)) en fonction du numéro atomique Z.	117
Figure III.20: Le rendements moyens semi-empiriques actuels de fluorescence de la couche L des valeurs théoriques de Chen et al. (1981) (Figure (a)), les valeurs ajustées de Puri et al. (1993), Hubbell et al. (1994), Öz et al. (1999a), Bendjedi et al. (2015) et Sahnoun et al. (2020) (Figure (b)) et les résultats expérimentaux de McNeir et al. (1991), Duggan et al. (1985), Ertuğrul (2002a), Singh et al. (1990) et Hally and Engelkemeir (1964) (Figure (c)) en fonction du numéro atomique Z.	119
Figure III.21: Le rendements moyens semi-empiriques actuels de fluorescence de la couche M des valeurs théoriques de Öz et al. (1999b) (Figure (a)), les valeurs ajustées de Hubbell et al. (1994), Kahoul et al. (2014) et Khalafallah et al. (2015) (Figure (b)) et les résultats expérimentaux de Ertuğrul (2002a) et Apaydin et al. (2005) (Figure (c)) en fonction du numéro atomique Z.	121
Figure III.22: Le rendements moyens semi-empiriques actuels de fluorescence de la sous-couche L_1 des valeurs théoriques de Kraus (1979) (Figure (a)), les valeurs ajustées de Puri et al. (1993), Campbell (2003) and Sahnoun et al. (2016) (Figure (b)) et les résultats expérimentaux de Duggal et al. (2018), Bonzi and Badiger, (2006), Bansal et al. (2017) and Kacal et al. (2012), Han and Demir (2011) (Figure (c)) en fonction du numéro atomique Z.	123
Figure III.23: Le rendements moyens semi-empiriques actuels de fluorescence de la sous-couche L_2 des valeurs théoriques de Kraus (1979) (Figure (a)), les valeurs ajustées de Puri et al. (1993), Campbell (2003) et Sahnoun et al. (2016) (Figure (b)) et les résultats expérimentaux de Lee and Salem (1974), Ertugrul and Şimşek. (2002), Kolbe et al. (2012), Bonzi et Badiger (2006) and Aylikci et al. (2015) (Figure (c)) en fonction du numéro atomique Z.....	124
Figure III.24: Le rendements moyens semi-empiriques actuels de fluorescence de la sous-couche L_3 des valeurs théoriques de Kraus (1979) (Figure (a)), les valeurs ajustées de Puri et al. (1993), Campbell (2003) et Sahnoun et al. (2016) (Figure (b)) et les résultats expérimentaux de Lee and Salem (1974), Ertugrul and Şimşek. (2002), Kolbe et al. (2012), Bonzi et Badiger (2006) et Aylikciet al. (2015) (Figure (c)) en fonction du numéro atomique Z.	126

Listes des tableaux

Tableau I.1: Résumé des paramètres de conservation de l'énergie totale et de la quantité de mouvement dans l'effet Compton.....	11
Tableau I.2: Paramètres d'interaction de production de paires en «espace libre».....	16
Tableau I.3: Nombres Quantique	24
Tableau I.4: Configurations électroniques des 20 premiers éléments	24
Table I.5: les transitions radiographiques des séries K, L et M	26
Tableau II.1 : Récapitulatif des paramètres atomiques (rendements de fluorescence) pour les éléments allant de ${}^4\text{Be}$ à ${}^{99}\text{Cm}$, les sources d'excitation, les échantillons cibles et les détecteurs. Les références à partir desquelles ces données sont obtenues sont également incluses	45
Tableau III.1 : Résumé des formules analytiques (empiriques et semi-empiriques) utilisées pour le calcul des rendements de fluorescence des couches , L et M et sous couches L_1 publiées sur la période de 1927 à 2023.....	78
Tableau III.2 : La valeur moyenne pondérée recommandée pour les trois couches pour les éléments avec $4 \leq Z \leq 99$. Le nombre de données expérimentales et de données rejetées est également présenté.	92
Tableau III.3 : Valeur moyenne pondérée recommandée pour les trois sous-couches pour les éléments avec $28 \leq Z \leq 96$ pour la sous-couche L_1 , $23 \leq Z \leq 96$ pour les sous-couches L_2 et L_3 . Le nombre de données expérimentales et de données rejetées est également présenté	94
Tableau III.4: Coefficients d'ajustement selon la formule (2)	99
Tableau III.5 : Coefficients d'ajustement selon la formule (3).....	100
Tableau III.6: Rendements moyens de fluorescence de la couche K semi-empirique (ce travail), théorique, empirique et expérimental (autres travaux) pour tous les éléments de la région $4 \leq Z \leq 99$	105
Tableau III.7: Rendements moyens de fluorescence de la couche L semi-empirique (ce travail), théorique, empirique et expérimental (autres travaux) pour tous les éléments de la région $23 \leq Z \leq 96$	107
Tableau III.8: Rendements moyens de fluorescence de la couche M semi-empirique (ce travail), théorique, empirique et expérimental (autres travaux) pour tous les éléments de la région $40 \leq Z \leq 96$	109
Tableau III.9 : Rendements moyens de fluorescence de la sous-couche L_1 semi-empirique (ce travail), théorique, empirique et expérimental (autres travaux) pour tous les éléments de la région $28 \leq Z \leq 96$	108
Tableau III.10 : Rendements moyens de fluorescence de la sous-couche L_2 semi-empirique (ce travail), théorique, empirique et expérimental (autres travaux) pour tous les éléments de la région $23 \leq Z \leq 96$	112
Tableau III.11 : Rendements moyens de fluorescence de la sous-couche L_3 semi-empirique (ce travail), théorique, empirique et expérimental (autres travaux) pour tous les éléments de la région $23 \leq Z \leq 96$	114

Abstract

In this thesis, we calculated semi-empirical fluorescence yields (ω) for the K, L, and M shells, as well as L_i sub-shells, using available experimental data. These values were derived from 548 referenced papers, comprising 187 for the K shell, 83 for the L shell, 15 for the M shell, 74 for sub-shell L_1 , 91 for sub-shell L_2 , and 98 for sub-shell L_3 . This compilation resulted in 2838 data points distributed as follows: 940 for the K shell, 319 for the L shell, 91 for the M shell, 432 for sub-shell L_1 , 544 for sub-shell L_2 , and 512 for sub-shell L_3 . The dataset covers the time span from 1934 to 2022 for elements with $4 \leq Z \leq 99$ in the K shell, $23 \leq Z \leq 96$ in the L shell, and $40 \leq Z \leq 96$ in the M shell. For the L_i subshell, the data encompass the period from 1955 to 2022 for elements with $28 \leq Z \leq 96$ in the L_1 sub-shell, and $23 \leq Z \leq 96$ for the L_2 and L_3 sub-shells. Initially, a critical examination of this data was performed to obtain weighted average values ($\omega_{(W)}$) using a formula based on experimental (ω_{EXP}) values and measurement errors. New recommended values, ω_{WR} , were obtained by calculating the ratio $S = \omega_{EXP}/\omega_W$ and removing out-of-range values (less than 0.9 or greater than 1.1 for the K-, L-, and M-shells and less than 0.8 or greater than 1.2 for the L_i subshell). Semi-empirical values were derived using two interpolations: the analytical function $[\omega_{WR}/(1 - \omega_{WR})]^{1/4}$ and the fitting ratio $S = \omega_{EXP}/\omega_{WR}$, both as a function of the atomic number Z . Finally, our semi-empirical calculated fluorescence yields for the L_i subshell were compared with other theoretical, experimental, and empirical values from the literature.

Keywords: X-Rays, atomic fundamental parameters, fluorescence yields, recommended weighted average values, semi-empirical calculation.

Résumé

Dans cette thèse, nous avons calculé les rendements de fluorescence semi-empiriques (ω) pour les couches K, L et M, ainsi que pour les sous-couches L_i , en utilisant des données expérimentales disponibles. Ces valeurs ont été extraites de 548 articles de référence, comprenant 187 pour la couche K, 83 pour la couche L, 15 pour la couche M, 74 pour la sous-couche L_1 , 91 pour la sous-couche L_2 , et 98 pour la sous-couche L_3 . Cette compilation a abouti à 2838 points de données répartis comme suit : 940 pour la couche K, 319 pour la couche L, 91 pour la couche M, 432 pour la sous-couche L_1 , 544 pour la sous-couche L_2 et 512 pour la sous-couche L_3 . Le jeu de données couvre la période de 1934 à 2022 pour les éléments avec $4 \leq Z \leq 99$ dans la couche K, $23 \leq Z \leq 96$ dans la couche L et $40 \leq Z \leq 96$ dans la couche M. Pour la sous-couche L_i , les données englobent la période de 1955 à 2022 pour les éléments avec $28 \leq Z \leq 96$ dans la sous-couche L_1 , et $23 \leq Z \leq 96$ pour les sous-couches L_2 et L_3 . Dans un premier temps, nous avons examiné de manière critique ces données et obtenu des valeurs moyennes pondérées ($\omega_{(W)}$) en utilisant une formule basée sur les valeurs expérimentales (ω_{EXP}) ainsi que les erreurs de mesure. De nouvelles valeurs recommandées ω_{WR} ont été obtenues en calculant le ratio $S = \omega_{EXP}/\omega_W$ et en éliminant les valeurs hors des limites (inférieures à 0.9 ou supérieures à 1.1 pour les sous-couches K-, L-, et M, et inférieures à 0.8 ou supérieures à 1.2 pour la sous-couche L_i). Les valeurs semi-empiriques ont été déduites en utilisant deux méthodes d'interpolation : la fonction analytique $[\omega_{WR}/(1 - \omega_{WR})]^{1/4}$ et le rapport de régression $S = \omega_{EXP}/\omega_{WR}$, tous deux en fonction du numéro atomique Z . Enfin, nos rendements de fluorescence semi-empiriques calculés pour les sous-couches L_i ont été comparés à d'autres valeurs théoriques, expérimentales et empiriques provenant de la littérature.

Mots-clés : Rayons X, paramètres fondamentaux atomiques, rendements de fluorescence, valeurs moyennes pondérées recommandées, calcul semi-empirique

ملخص

في هذه الدراسة، قمنا بحساب العوائد الفلورية شبه التجريبية (ω) للطبقات K و L و M والطبقات الفرعية L_i باستخدام البيانات التجريبية المتاحة. تم الحصول على هذه القيم من 548 ورقة بحث مرجعية، تضم 187 ورقة للطبقة K، و 83 ورقة للطبقة L، و 15 ورقة للطبقة M، و 74 ورقة للطبقة الفرعية L_1 ، و 91 ورقة للطبقة الفرعية L_2 و 98 ورقة للطبقة الفرعية L_3 . أدت هذه المجموعة إلى 2838 نقطة بيانات، موزعة كالتالي: 940 لطبقة K، و 319 لطبقة L، و 91 لطبقة M، و 432 للطبقة الفرعية L_1 ، و 544 للطبقة الفرعية L_2 ، و 512 للطبقة الفرعية L_3 . تغطي قاعدة البيانات الفترة من عام 1934 إلى 2022 للعناصر حيث $4 \leq Z \leq 99$ في الطبقة K، $23 \leq Z \leq 96$ في الطبقة L، و $40 \leq Z \leq 96$ في الطبقة M. أما بالنسبة للطبقات الفرعية L_i ، فتشمل البيانات الفترة من عام 1955 إلى 2022 للعناصر حيث $28 \leq Z \leq 96$ في الطبقة الفرعية L_1 ، و $23 \leq Z \leq 96$ لطبقتين الفرعيتين L_2 و L_3 . أولاً، قمنا بدراسة نقدية لهذه البيانات وحصلنا على القيم المتوسطة المرجحة ($\omega_{(W)}$) باستخدام صيغة تعتمد على القيم التجريبية (ω_{EXP}) وأخطاء القياس. تم الحصول على القيم الموصى بها الجديدة ω_{WR} بحساب نسبة $S = \omega_{EXP}/\omega_{WR}$ وإزالة القيم التي تكون خارج النطاق (أقل من 0.9 أو أكبر من 1.1 للطبقات K و L و M وأقل من 0.8 أو أكبر من 1.2 للطبقة الفرعية L_i). تم استخراج القيم شبه التجريبية باستخدام تقنيتين للتداخل: الدالة التحليلية $[\omega_{WR}/(1 - \omega_{WR})]^{1/4}$ ونسبة الاحتساب $S = \omega_{EXP}/\omega_{WR}$ ، كليهما كدالة لعدد الذري Z. في النهاية، تم مقارنة قيمنا لكل من قابات الانبعاث للطبقات الفرعية L_i المحسوبة بشكل شبه تجريبي مع قيم أخرى نظرية وتجريبية وعملية مستمدة من المراجع العلمية.

الكلمات المفتاحية: الأشعة السينية، المعلمات الذرية الأساسية، العوائد الفلورية، القيم المتوسطة المرجحة الجديدة، حساب العوائد الفلورية شبه التجريبية.