

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES EXACTES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre:.....

Série:.....

MEMOIRE

PRESENTE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE MAGISTER EN PHYSIQUE
SPECIALITE : RAYONNEMENT ET APPLICATIONS

THEME

Mesure par Détecteurs Solides de Traces Nucléaires (DSTN) de
la radioactivité de l'environnement dans des échantillons
géologiques

Par

Abdennour Yekhlef

Soutenu le : 23/06/2008

Devant le jury :

Président :	F. Benrachi	Prof. Université Mentouri Constantine
Rapporteur :	A. Belafrites	MC. Université de Jijel
Examineurs :	M. Ramdhane	Prof. Université Mentouri Constantine
	A. Boucenna	Prof. Université de Sétif

Dédicace :

Je dédie ce modeste travail :

A mes parents

A mes frères

A mes sœurs

Remerciements

Je tiens tout d'abord à avoir remercié mon encadreur Monsieur ABDELFETTAH BELAFRITES, M.C à l'université de Jijel, sous la direction duquel ce travail a été réalisé. Je le connais depuis trois ans, il a été un exemple pour moi même. Sa patience, sa confiance qu'il m'a témoignée en toute circonstance et sa disponibilité ont gardé le navire de bien des tempêtes. Son sens étonnant et sûr de la navigation scientifique a guidé sans cesse ce travail jusqu'à la fin.

Je tiens à exprimer mes vifs remerciements à Monsieur LAGHOUCI, Professeur à la faculté de science, chef de laboratoire de la pharmacologie et phytochimie à l'université de Jijel pour m'avoir accueilli dans son laboratoire. Je tiens également à remercier S. KIHIL (RaMsEs de Strasbourg) pour sa aide précieuse.

Je tiens également à témoigner toute ma gratitude à madame F. BENRACHI, Professeur à la faculté des sciences de l'université de Constantine d'avoir acceptée la présidence du jury de mémoire.

Je suis également très honoré de la présence dans mon jury, de Monsieur M. RAMDHANE, Professeur à la faculté des sciences de l'université de Constantine. Qu'il trouve ici l'expression de mes remerciements les plus respectueux d'avoir accepté d'examiner ce travail.

Je tiens à exprimer mes vifs remerciements à Monsieur A. BOUCENNA, Professeur à la faculté des sciences de l'université de Sétif. Qu'il trouve ici l'expression de mes remerciements les plus respectueux d'avoir accepté d'examiner ce travail.

En fin Je voudrais remercier ici toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à l'aboutissement de cette mémoire.

Table des matières

<i>INTRODUCTION GENERALE</i>	1
------------------------------------	---

Chapitre 1 :

CARACTERISTIQUES DU RADON ET DE L'URANIUM

1. INTRODUCTION	3
2. Le RADON	3
2.1. Formation du radon	3
2.2. Propriétés du radon	5
2.3. Risque sanitaire du radon	8
2.4. Principes de réduction du radon	10
3. L'URANIUM	11
3.1. Propriétés de l'uranium	11
3.2. Effets sur l'être humain	11
3.3. Quelques chiffres sur cet élément	12
4. TECHNIQUES DE MESURE DU RADON ET DE L'URANIUM	13

Chapitre 2 :

PRINCIPE DE DETECTION ET DETECTEURS

Partie A : Interaction rayonnement-matière

1. INTRODUCTION	14
2. CLASSIFICATION DES RAYONNEMENTS	16
3. INTERACTION DES PARTICULES CHARGÉES AVEC LA MATIÈRE	17
3.1. Collision élastique	17
3.2. Collision inélastique	18
3.3. Pouvoir d'arrêt massique	18
3.4. Perte d'énergie des particules chargées	20
3.5. Parcours des particules chargées	23
4. INTERACTION DES PHOTONS AVEC LA MATIÈRE	25
4.1. La diffusion Rayleigh	25
4.2. Effet photoélectrique	27
4.3. Effet Compton	28

4.4. Production de paires	30
5. COEFFICIENTS D'ATTENUATION ET D'ABSORPTION	31
5.1. Coefficients d'atténuation linéaire	31
5.2. Coefficient d'atténuation massique.....	32

Partie B : Détection des Rayonnements

1. INTRODUCTION	34
2. DETECTEURS DES RAYONNEMENTS NUCLEAIRES (DSTN)	34
2.1. Détecteurs visuels	34
2.2. Détecteurs électroniques	35
3. DETECTEURS SOLIDES DE TRACES NUCLEAIRES	35
3.1. DSTN en couches minces	36
3.2. DSTN massifs	36
3.3. Comparaison entre les deux types	38
4. ETUDE SUR LES TRACES NUCLEAIRES	39
4.1. Critères d'enregistrements des traces	39
4.2. Révélation des traces latentes	39
4.3. Formation des traces latentes	40
4.4. Géométrie des traces	42
4.5. Angle critique d'enregistrement	43
4.6. Efficacité de détection	44
4.7. Lecture des DSTN	45
5. APPLICATIONS DES DSTN	46

Chapitre 3 :

TECHNIQUES EXPERIMENTALES ET RESULTATS

1. INTRODUCTION	47
2. ECHANTILLONS ANALYSER	47
3. TECHNIQUES EXPERIMENTALES	48
3.1. Mesure de la teneur en uranium et l'emanation du radon.....	48
3.2. Développement chimique des DSTN	49
3.3. Expression de la densité des traces	50
3.4. Calcul numérique de l'efficacité de détection	50
4. RESULTATS ET DISCUSSIONS	52
4.1. Mesure de teneur en uranium	52

4.2. Mesure de l'émanation de radon	55
5. Analyse par spectrométrie γ	58
5.1. Présentation des spectres	58
5.2. Analyse des spectres	61
5.3. Tableaux des résultats	61
6. DISCUSSION	63
6.1. Tableaux de comparaison	63
6.2. Analyse et interprétation	64
<i>CONCLUSION</i>	68
<i>BIBLIOGRAPHIE</i>	79

INTRODUCTION GENERALE

Les préoccupations concernant la présence de substances radioactives naturelles justifient des expertises sur les niveaux d'activité des radionucléides dans l'environnement (radio-écologie) et des évaluations de leurs impacts radiologiques sur les populations humaines (radioprotection). Sur le plan de la radioprotection, des sources naturelles de rayonnements présentent des risques d'exposition externe et interne, aussi bien pour le public que pour les travailleurs d'une activité professionnelle à des sources naturelles.

Les personnes du public sont soumises fortuitement et durablement à des expositions prolongées qui sont liées à des situations dans lesquelles elles peuvent se trouver placées. Les expositions prolongées sont en général celles qui sont dues aux sources dites « naturelles » comme le rayonnement cosmique et le rayonnement tellurique issu de la chaîne de désintégration des radionucléides naturelles.

Les Détecteurs Solides de Traces Nucléaires (DSTN) sont utilisés depuis les années soixante dans des secteurs de recherche pure et appliquée. Parmi cette dernière, deux sujets impliquant la santé publique sont les prévisions volcaniques et sismiques par le suivi de l'émanation du radon, et la dosimétrie passive de neutrons. Ces dernières applications représentent actuellement, un grand intérêt dans le domaine de la radioprotection où les mesures fiables des doses sont confrontées à des difficultés techniques. Ceci pose un problème quant à l'application des règlements de plus en plus stricts.

Le principe d'utilisation des DSTN est basé sur l'interaction des particules chargées avec la matière, qui se traduit par la formation de zones endommagées, dites traces latentes, révélées après un traitement chimique adéquat et le dénombrement des traces par microscope optique est le moyen le plus couramment utilisé pour effectuer des analyses quantitatives.

La spectrométrie gamma offre un outil d'analyse performant pour effectuer des mesurages environnementaux. Cette méthode non destructive permet de doser en une seule mesure l'ensemble des radioéléments émetteurs à d'énergies comprises entre 20 et 2000 keV, présents dans un échantillon. En pratique, la calibration de la chaîne de mesure nécessite un standard le plus similaire possible à l'échantillon (géométrie, matrice ...).

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à l'étude de la radioactivité naturelle dans l'environnement en utilisant les DSTN par la méthode de contact autoradiographique alpha, pour le dosage de l'uranium et le contact non autoradiographique pour l'émanation du radon. Cette étude est complétée et comparée à celle effectuée par la technique de spectrométrie gamma.

Le présent manuscrit est scindé en trois chapitres. Dans le premier, nous allons présenter brièvement les propriétés de deux éléments le radon et l'uranium; dans le second chapitre on présente les mécanismes d'interaction des rayonnements avec la matière, nous décrivons également les diverses méthodes de détection des rayonnements à base des détecteurs semi-conducteurs et des détecteurs solides de traces nucléaires.

Dans le dernier chapitre, nous exposons les procédures expérimentales, on parlera du dispositif expérimental d'irradiation. Ensuite, nous présentons les résultats obtenus suivi d'une discussion et en terminant notre étude par une conclusion.

Chapitre 1 :

CARACTERISTIQUES DES ÉLÉMENTS MESURÉS

1. INTRODUCTION

La mesure du radon et de ses descendants dans l'environnement est devenue depuis quelques années une mission importante pour les laboratoires d'analyses et de mesures de la radioactivité environnementale. On estime que ce gaz est la source principale d'exposition radiologique naturelle pour l'homme. La connaissance de la concentration de ce gaz rare est essentielle pour l'évaluation du risque encouru par la population et pour la mise en œuvre des protections nécessaires afin de limiter la dose reçue.

Les radioéléments lourds terrestres naturels appartiennent à l'une des trois familles radioactives naturelles : famille de l'uranium-radon, famille du thorium-thoron et la famille d'uranium-actinon (voir **figures 1-2, 1-3, et 1-4**). Dans chacune de ces familles existe un radioélément gazeux, isotope du radon, dont la mesure est un indice du niveau de la radioactivité naturelle. Dans les trois grandes familles radioactives naturelles précitées, les trois éléments pères ^{238}U , ^{235}U et ^{232}Th possèdent la période la plus longue de la chaîne engendrent différentes désintégrations radioactives, des descendants jusqu'à l'apparition d'un élément stable. Les différents radioéléments formés sont des solides à l'exception des isotopes gazeux du radon.

2. LE RADON

2.1. Formation du radon

Les éléments radioactifs du sol, présents en proportions variables dans la plupart des roches sont notamment ^{238}U , ^{235}U et ^{232}Th . Ces éléments sont instables et se désintègrent progressivement jusqu'à l'élément stable Pb. En se désintégrant, ces éléments donnent naissance à des descendants eux-mêmes radioactifs comme le radium et le radon (figure1-1).

La formation du ^{222}Rn dans un endroit donné se déroule en deux étapes. Dans un premier temps, le radon, formé par désintégration alpha du radium présent dans les grains du

sol, ces particules libérées gagnent l'espace des pores du réseau cristallin, en effet, lors de cette désintégration sur l'action de l'énergie libérée, l'atome du radon subit un recul de longueur d dans le réseau [1]. Dans un deuxième temps, les atomes du radon migrent à travers l'espace des pores jusqu'à ce qu'ils atteignent l'atmosphère ou jusqu'à ce qu'ils se désintègrent.

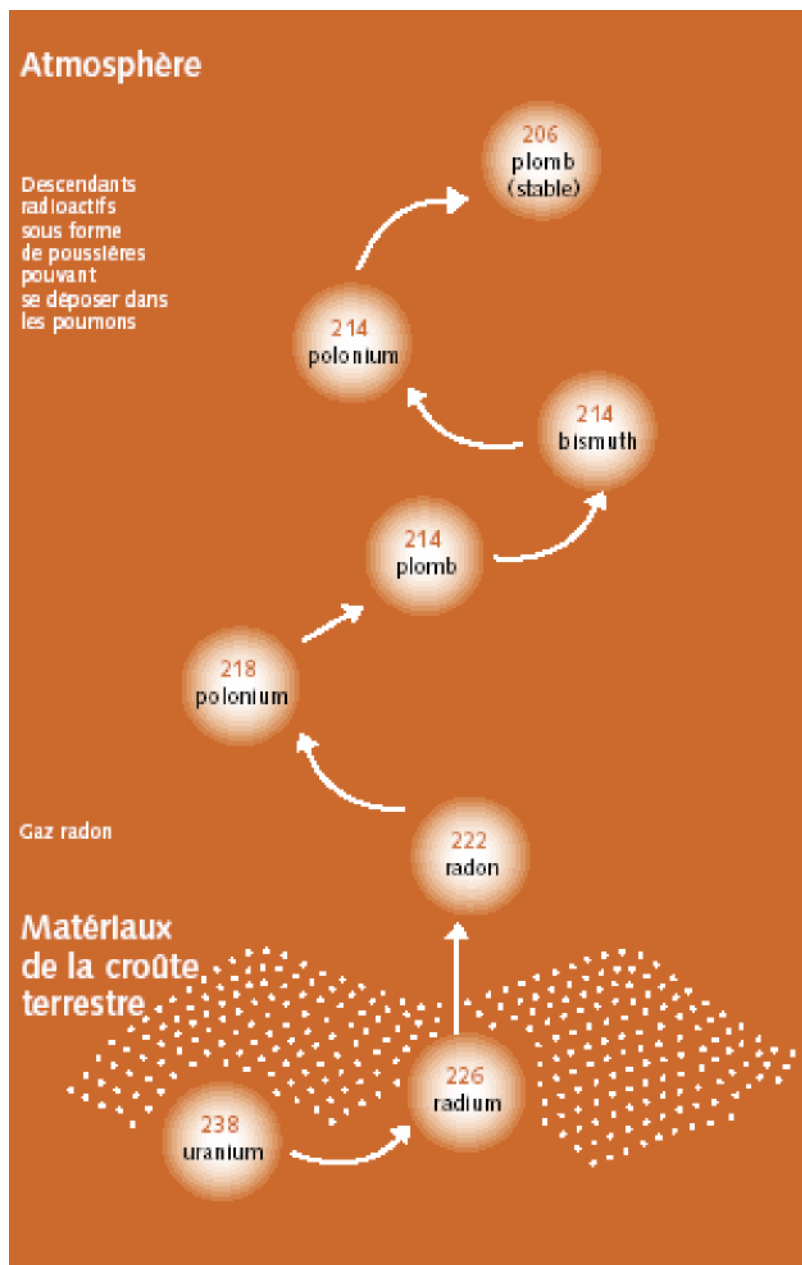


Figure 1-1: Mécanisme de décroissance du radon et descendants.

La proportion d'atomes de radon qui parviennent jusqu'à l'air extérieur est finalement plus faible que celle des atomes de ^{222}Rn se désintègrent avant d'avoir atteint les interfaces

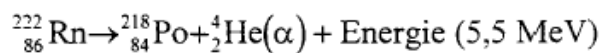
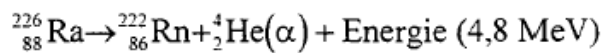
sol-air. Cela se traduit par un coefficient d'émanation qui peut varier d'un matériau à l'autre. Cette proportion du radon atteignant l'atmosphère libre dépend de la distance entre le lieu de formation et l'interface sol-air. Seul le radon produit à une certaine profondeur du sol arrivera.

2.2. Propriétés du radon

Le radon a été découvert par Friedrich Ernst Dorn (Allemagne) en 1900. Étymologie du nom: vient de radium. Le radon a également été appelé nitens, ce qui signifie brillant. Inodore, incolore, insipide et radioactif, le radon est un gaz rare inerte, qui provient de la désintégration du radium. Le radon est un corps simple, de symbole Rn, de numéro atomique $Z = 86$, de nombre de masse 222, d'origine naturelle. Il est invisible, qui s'est appelé historiquement **émanation**. On lui connaît une vingtaine d'isotopes radioactifs, dont trois d'entre eux se rencontrent à l'état naturel :

- Radon : ^{222}Rn ($T_{1/2} = 3,8$ jours),
- Thoron : ^{220}Rn ($T_{1/2} = 54,2$ secondes),
- Actinon : ^{219}Rn ($T_{1/2} = 3,92$ secondes),

Ces trois isotopes se désintègrent en émettant une particule alpha pour donner un isotope instable du polonium.



Nom	Isotope	Période (T)	Constante de désintégration (s^{-1})	Energie (MeV) de la désintégration α
Radon	$^{222}_{86}\text{Rn}$	3,82 jours	$2,1 \cdot 10^{-6}$	5,5
Thoron	$^{220}_{86}\text{Rn}$	54,2 secondes	$1,28 \cdot 10^{-2}$	6,3
Actinon	$^{219}_{86}\text{Rn}$	3,92 secondes	$1,77 \cdot 10^{-1}$	6,8

Tableau (1-1) : Caractéristiques des isotopes du radon

Le radon, le thoron et l'actinon appartiennent respectivement aux trois familles radioactives naturelles de l'uranium-238, du thorium-232 et de l'uranium-235 (**figures : 1-2, 1-3, 1-4**).

SERIE ²³⁸ U						
Np						
U	U-238 4.49 10 ⁹ a		U-234 2.48 10 ⁵ a			
Pa	↓	Pa-234 1.18 m	↓			
Th	Th-234 24.1 j		Th-230 7.5 10 ⁴ a			
Ac			↓			
Ra			Ra-226 1622 a			
Fr			↓			
Rn			Rn-222 3.825 j			
At			↓			
Po			Po-218 3.05 m	Po-214 1.6 10 ⁻⁴ s		Po-210 138.4 j
Bi			↓	Bi-214 19.7 m	↓	Bi-210 5 j
Pb			Pb-214 26.8 m	↓	Pb-210 21.4 a	↓
Tl				Tl-210 1.3 m		Tl-206 4.19 m
						Pb-206 Stable

Figure 1-2 : ²³⁸U et ses descendants.

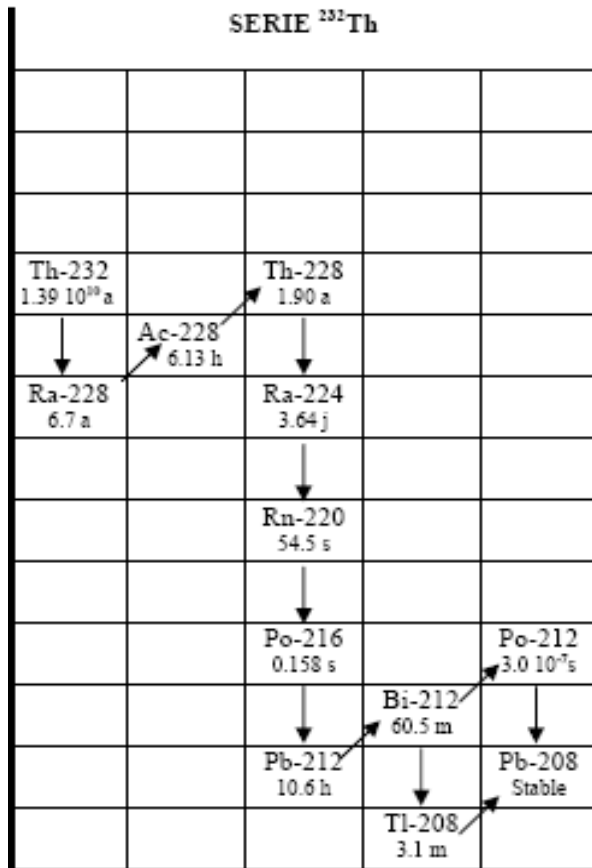


Figure 1-3 : ²³²Th et ses descendants

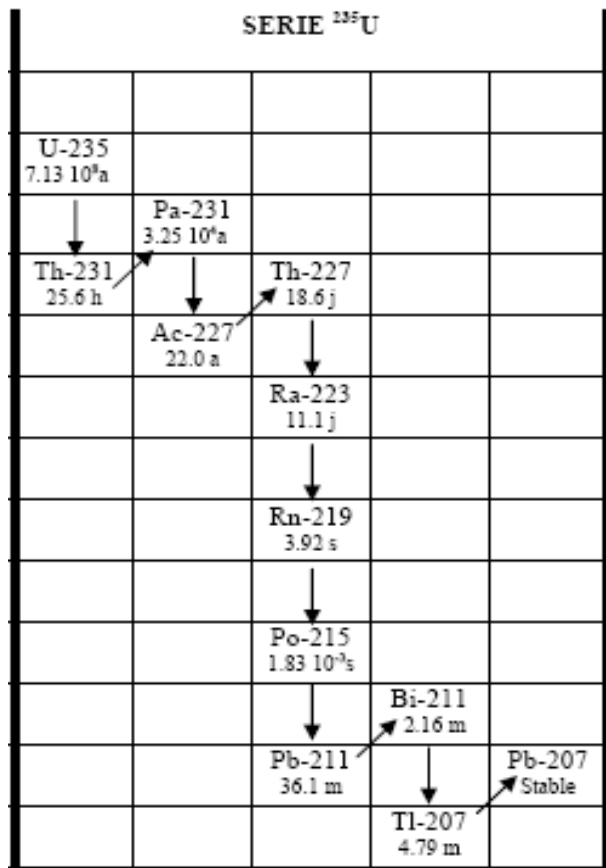


Figure 1-4 : ²³⁵U et ses descendants

Dans ces trois familles, les trois éléments pères possèdent une période très longue et engendrent des séries de descendants radioactifs jusqu'à l'apparition d'un élément stable, isotope du plomb. Les différents radioéléments formés sont des solides (à température et pression normales) à l'exception d'un par famille qui est l'isotope du radon.

On admet que le ²²²Rn est le plus important pour l'émanation. La quantité du ²²²Rn est directement proportionnelle à la teneur du sol en ²²⁶Ra. Cependant, seule une fraction arrive à s'en échapper (pouvoir d'émanation d'un sol) alors qu'un nombre important d'atomes produits reste prisonniers dans le réseau cristallin ou ils se désintègrent. Dans l'atmosphère libre, ce gaz radioactif est dispersé. Il se trouve en concentration généralement plus importante dans les maisons en raison des faibles temps de renouvellement de l'air qui y règnent. Par sa période radioactive de 3,8 jours, le ²²²Rn est l'isotope le plus présent dans l'atmosphère.

2.3. Risque sanitaire du radon

S'il n'y avait pas eu un gaz (le radon) au milieu de la famille radioactive de l'uranium, la radioactivité naturelle n'aurait posé aucun problème sanitaire. Plus rare, le gaz thoron, son isotope, est négligé par la législation, mais ses descendants peuvent parfois devenir dangereux, souvent à cause de certains matériaux de construction [2]. Généralement, le gaz radon diffuse dans l'air à partir du sol ou de l'eau où il peut être dissous. A l'air libre, sa concentration est faible : il est dilué par les vents. Mais dans l'atmosphère plus confinée d'un bâtiment (**figure 1-5**), il peut s'accumuler et atteindre des concentrations élevées. Le seuil d'alerte est égal à 1000 Bq/m^3 , dans les normes internationales. Les matériaux de construction constituent la deuxième source de radon. Mais elle ne dépasse généralement pas quelques dizaines de Bq/m^3 alors que le sol de l'habitation peut être la source de concentrations de radon de quelques centaines de Bq/m^3 . La concentration de radon que nous respirons est généralement très faible : moins de 10 Bq/m^3 en moyenne.

Les produits de filiation du radon sont des particules solides. La plupart des produits de filiation du radon se fixent sur des particules de poussière infimes (aérosols) contenues dans l'air intérieur. Une fraction variable reste libre. Lorsque les produits de filiation du radon sont inhalés, une fraction des particules fixées et des particules libres se dépose dans les poumons [3]. À l'intérieur des poumons, les produits de filiation du radon émettent des particules alpha qui sont absorbées dans les tissus pulmonaires avoisinants. Comme les particules alpha ne peuvent pas pénétrer à plus d'une fraction de millimètre dans le tissu, le dommage est confiné au tissu pulmonaire de la zone située à proximité immédiate.

Les produits de filiation du radon émettent aussi des particules bêta et des rayons gamma de faible intensité qui pénètrent plus profondément dans les tissus pulmonaires [3]. Comme les particules bêta et les rayons gamma sont absorbés dans un grand volume du poumon (c.-à-d. non concentrés dans une petite zone), leur effet nocif est présumé minime.



Figure 1-5 : Schéma de pénétration du radon dans l'habitat.

La concentration en radon varie fortement d'une région à l'autre, d'une maison à l'autre en fonction de la nature géologique du sous-sol. Elle varie aussi en fonction du moment de la journée, des saisons, des conditions météorologiques. Dans l'habitation, plus on s'éloigne de la cave, plus la concentration diminue [4].

A fin d'estimer le risque du radon, des études sur les mines d'uranium ont prouvé que a 15 % des cancers des poumons sont dus au radon et à ses descendant [5]. Il est noter aussi que la cigarette peut augmenter ce risque d'un facteur 10 chez les miniers fumeurs [6]. Le tabac est considéré dans ce cas comme un agent chimique qui favorise l'action cancérigène de la radioactivité alpha. Les données actuellement disponibles tendent à prouver que la dose annuelle due au radon et ses descendant représente près de 70% du bilan radiologique des populations a partir des sources radioactives naturelles ([7], [8]).

Les personnes exposées à des concentrations élevées de radon présentent un risque accru d'être atteintes de cancer du poumon. Le degré de risque dépend de la teneur en radon de l'air et de la durée de l'exposition. En 1987, l'OMS a reconnu le radon comme cancérigène pulmonaire. Trois seuils de toxicité ont été retenus :

- **Au dessous de 400 Bq/m³**, la situation ne justifie pas d'actions particulières
- **Entre 400 et 1000 Bq/m³**, il est souhaitable d'entreprendre des actions correctrices simples.
- **Au delà de 1000 Bq/m³**, des actions correctrices doivent être impérativement conduites.

2.4. Principes de réduction du radon

Pour diminuer les teneurs en radon dans un bâtiment, une première solution consiste à empêcher celui-ci d'entrer en étanchéifiant le sol du bâtiment. Ceci implique d'obturer et de colmater toutes les voies de passage : les fissures, les espaces autour des tuyaux, mais aussi les matériaux poreux et les sols de terre battue.

Comme si les matériaux de construction constituent une source notable de radon, il est recommandé d'appliquer des peintures étanches permettant de réduire les émissions. L'étanchéité n'est souvent pas suffisante, surtout pour des niveaux de radon élevés, mais elle est généralement nécessaire pour conférer aux autres techniques toute leur efficacité.

On peut également "diluer" les concentrations de radon par des apports d'air extérieur, nettement moins chargé en radon que l'air confiné d'un bâtiment, où le radon issu du sol se concentre. Par exemple, l'aération naturelle peut être très efficace, mais difficile à maintenir pour des raisons de température ou de sécurité. Une première étape peut consister à créer des ouvertures sur au moins deux côtés au niveau du sous-sol ou le vide sanitaire du bâtiment. Dans les pièces d'habitation il importe de vérifier la présence et l'ouverture correcte des grilles d'aération.

Dans les cas plus graves, la mise en place d'un système de ventilation performant, associé à une isolation du bâtiment, permet de réduire à un niveau acceptable le taux de radon.

La ventilation mécanique permet de mieux maîtriser le taux de renouvellement d'air et les déperditions thermiques. Il faut veiller à ne pas utiliser d'extracteur d'air qui pourrait accroître le problème en accentuant la dépression de l'habitat : il faut souffler l'air extérieur vers l'intérieur. La ventilation peut être réglée afin de mettre l'habitat en légère surpression.

Une autre solution consiste à drainer le radon présent dans le sol vers l'extérieur de l'habitation : il s'agit de creuser un puisard sous les fondations et de le relier à un tuyau équipé d'un ventilateur qui va permettre d'extraire l'air chargé de radon et de le rejeter à l'extérieur, au niveau du toit. Ce dispositif est souvent présenté comme le plus efficace pour les niveaux de radon les plus élevés. Il agit doublement en retirant le radon avant qu'il ne s'infilte et en créant une zone de dépression, ce qui stoppe la remontée du gaz vers les pièces intérieures.

3. L'URANIUM

3.1. Propriétés de l'uranium

L'uranium est un métal blanc, faiblement radioactif, dont le nombre atomique de 92 en fait l'élément dont la masse atomique est la plus forte des éléments naturellement présents dans l'univers.

L'uranium est un mélange d'isotopes, essentiellement de ^{238}U avec des traces de ^{235}U . Ce sont ces 0,7 % de ^{235}U , seuls fissionables, qui sont utilisés pour des réactions nucléaires dans des centrales, des moteurs ou des bombes. La faible quantité naturelle de cet isotope oblige à l'enrichissement du combustible.

L'uranium est principalement contenu dans la pechblende qui est un oxyde d'uranium. Mais ce minerai est le plus souvent dispersé à faible dose dans un volume énorme de roches stériles. L'extraction de l'uranium s'accompagne donc de la mise en stériles de formidables quantités de roches contaminées et relâchant du radon.

3.2. Effets sur l'être humain

Les différents isotopes de l'uranium présents dans ces résidus de l'industrie nucléaire sont tous des émetteurs alpha avec des périodes très longues, ils donnent du thorium qui est lui même radioactif. La chaîne de désintégration de ^{238}U , le plus abondant, est donnée. Lors de l'extraction du minerai, l'uranium est séparé de ses descendants, tous présents dans la nature. C'est surtout en cas de contamination que l'uranium est dangereux. Le rayonnement alpha peut être arrêté par une feuille de papier, il est donc facile de s'en protéger. Par contre, lors d'une contamination (ingestion ou inhalation) les tissus humains sont très affectés par l'importante énergie rayonnée. C'est aussi, comme tous les métaux lourds, un toxique chimique.

Selon L'OMS, "les effets de l'uranium appauvri sur la santé sont complexes car ils sont liés à la forme chimique du composé qui pénètre dans l'organisme". Les effets peuvent être chimiques et/ou radiologiques. On ne dispose que d'informations limitées sur les effets sanitaires et environnementaux de l'uranium sur la santé et l'environnement. En ce qui concerne les effets radiologiques de l'uranium appauvri, le tableau se complique puisque la plupart des données connues concernent les effets sur la santé de l'uranium naturel ou enrichi.

Les effets sur la santé dépendent des modalités (ingestion, inhalation, contact ou lésions) et du niveau d'exposition, ainsi que des caractéristiques de l'uranium appauvri (taille et solubilité des particules). Pour ce qui est de la toxicité chimique, l'OMS explique que " l'uranium entraîne des lésions rénales chez l'animal de laboratoire et certaines études font apparaître qu'une exposition à long terme pourrait avoir des conséquences sur la fonction rénale chez l'être humain. Les lésions observées sont les suivantes : modifications nodulaires de la surface des reins, lésions de l'épithélium tubulaire et augmentation de la glycémie et de la protéinurie [9].

3.3. Quelques chiffres sur cet élément

L'organisme humain contient en moyenne 90 mg d'uranium provenant de l'absorption naturelle d'aliments, d'air et d'eau. On en trouve environ 66 % dans le squelette, 16 % dans le foie, 8 % dans les reins et 10 % dans les autres tissus [9]. Afin de rassurer la population, il est souvent affirmé que l'uranium appauvri est environ 40 % moins radioactif que l'uranium naturel que l'on trouve partout dans l'environnement. En effet, la période de ^{238}U étant beaucoup plus longue que celle de ^{235}U , il se désintègre moins vite et est donc moins radioactif, mais dans la nature, on ne trouve pas de l'uranium pur. Le minerai extrait des mines françaises ne contient que 0,5 % d'uranium et celui des mines canadiennes, les plus riches, entre 4 et 8 %. Quant à l'écorce terrestre, elle contient en moyenne 3 g d'uranium par tonne. L'uranium appauvri est donc beaucoup plus radioactif que notre environnement. Et l'uranium de retraitement, du fait de la présence d'impuretés radioactives, est encore plus radiotoxique.

L'activité massique de ^{238}U pur peut être aisément calculée à partir de sa période : $12,4 \cdot 10^6$ Bq/kg. Mais le thorium 234 obtenu se désintègre rapidement (24 jours de période) en protactinium 234 puis en ^{234}U (1,2 minute de période) par émissions bêta successives. L'uranium 234 a ensuite une période radioactive très longue, on peut donc estimer dans un premier temps que la chaîne s'arrête là. En fait, pour calculer l'activité de l'uranium appauvri, c'est à dire le nombre de désintégrations par seconde, il faut aussi tenir compte de ces deux descendants, ce qui donne une activité environ trois fois supérieure : $37,3 \cdot 10^6$ Bq/kg. En ajoutant la contribution des autres éléments présents, on arrive à $39 \cdot 10^6$ Bq/kg pour l'uranium appauvri.

L'ingestion d'un gramme de ^{238}U conduit à une dose de 0,57 mSv et l'inhalation à 99 mSv [10]. Pour le plutonium dont on trouve des traces dans l'uranium de retraitement, ces

doses sont de un à trois millions de fois plus élevées. L'ingestion de 1,8 g de ^{238}U par an ou l'inhalation de 0,01 g/an conduit à la limite annuelle pour la population qui est de 1 mSv par an. Dans la pratique, il faut aussi tenir compte d'autres voies d'exposition à la radioactivité du fait qu'il peut y avoir à la fois ingestion et inhalation. Ces chiffres sont donc des limites supérieures à ne pas atteindre.

4. TECHNIQUES DE MESURE DU RADON ET DE L'URANIUM

Dans la littérature, plusieurs méthodes actives et passives ont été développées pour mesurer les concentrations volumiques du radon et de ses descendants :

- Méthode passive : DSTN (LR115 et CR39),
- Méthode active : chambre d'ionisation impulsionnelle (AlphaGUARD),
détecteurs à semi-conducteur (GeLi, Si).

Les DSTN sont des plastiques, sélectionnés pour leur sensibilité aux particules alpha.

Un simple traitement alcalin permet d'agrandir, de visualiser, donc de compter les traces obtenues [2].

Chapitre 2 :

PRINCIPE DE DETECTION ET DETECTEURS

PARTIE A : INTERACTION RAYONNEMENT- MATIERE

1. INTRODUCTION

Les particules sous atomiques impliquées dans la physique nucléaire sont plus petites pour être observées visuellement. La détection de ces particules est basée plutôt sur leurs interactions avec la matière, ou en général une partie de l'énergie d'une particule est déposée signalant sa présence.

Les détecteurs des particules, avec les accélérateur, ont joué un rôle déterminant dans le développement de la physique nucléaires et des particules ; on peut citer quelques détecteurs le compteur Geiger, la chambre à nuage, la chambre à bulle, les détecteurs à semi-conducteur, les DSTN, les détecteurs à scintillation ...

Les applications des détecteur des particules se trouvent partout : la médecine, la biologie, la physique de la matière solide, l'industrie, la radioprotection, etc.

Le principe de détection est de mesurer la perte d énergie dans une interaction entre la particule et le medium de détection. Trois des quatre interactions sont impliquées électromagnétiques, forte et faible. La matière est composée de noyaux et d'électrons les particules peuvent être regroupées selon les interactions auxquelles elles participent.

Le rayonnement est un mode de propagation ou transmutation de l'énergie dans l'espace, sous forme de particules ou de photon. Il est classé selon :

- **La nature** : on distingue les rayonnements électromagnétiques et les rayonnements corpusculaires.

- **Les effets sur la matière** : il y a les rayonnements ionisants et les rayonnements non ionisants. La **figure 2-1** résume les différents types de rayonnements.

Les rayonnements ne peuvent être détectés et caractérisés que grâce à leur interaction avec la matière dans laquelle ils se propagent. Ils peuvent céder au milieu qu'ils traversent, la totalité ou une partie de leur énergie au cours de ces interactions. On peut classer les rayonnements selon leur mode d'interaction avec la matière en deux catégories ionisant et non ionisant.

Ce chapitre passe en revue les diverses façons dont s'effectuent ces transferts d'énergie.

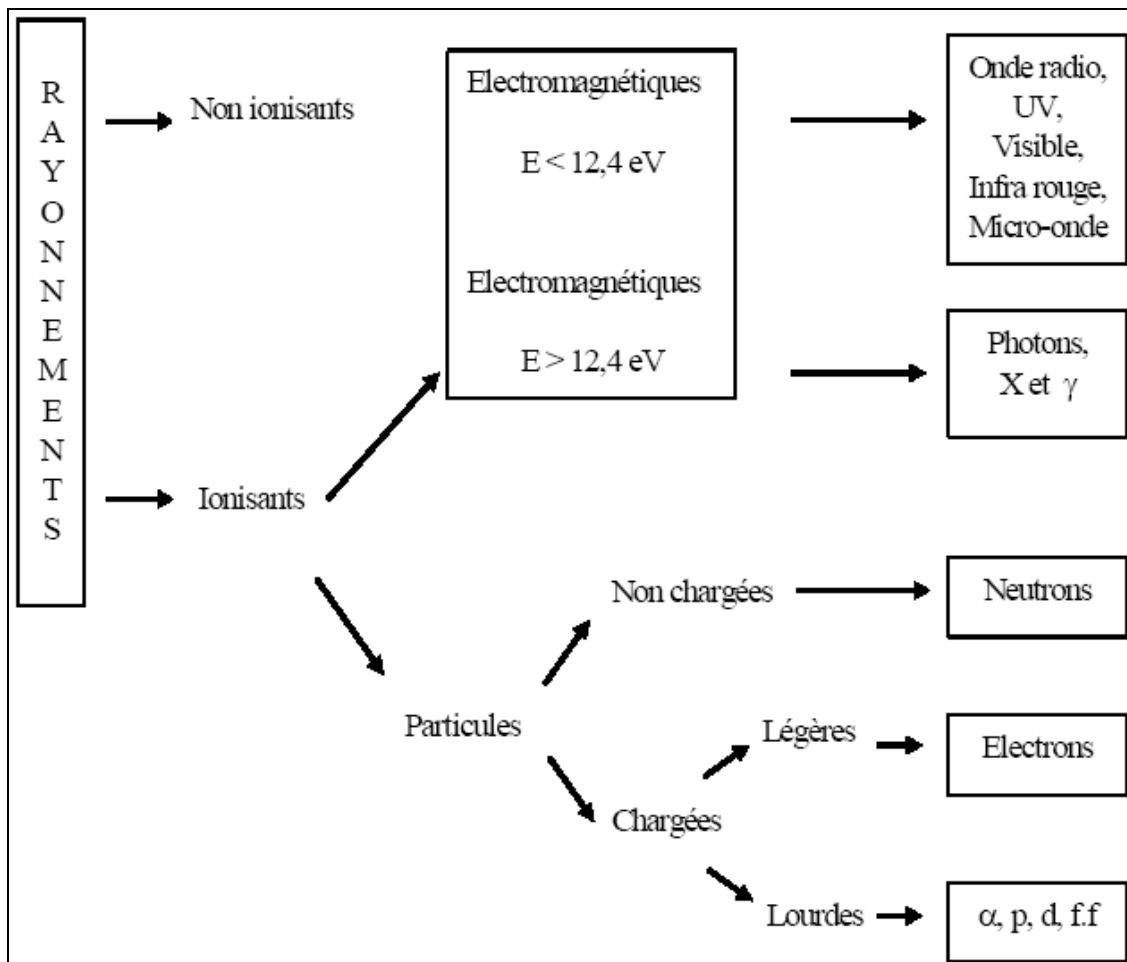


Figure 2-1 : Classification des rayonnements.

2. CLASSIFICATION DES RAYONNEMENTS

Tous les organismes vivant sont exposés en permanence aux rayonnements ionisants, les sources de rayonnements auxquelles les populations peuvent être exposées étant diverses et pour la plupart d'origine naturelle.

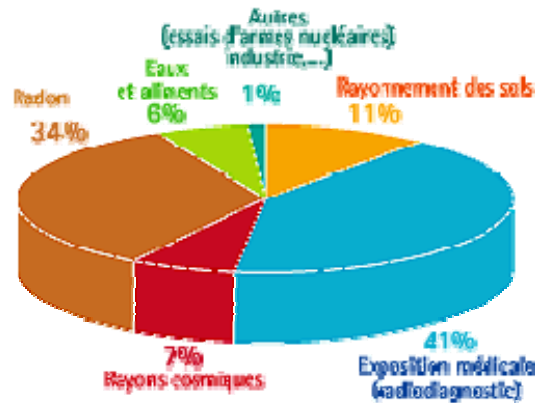


Figure 2-2 : Exposition moyenne de la population aux sources d'exposition radioactives
[Source : Conseil scientifique de Nations Unies].

Les sources d'exposition naturelles sont d'origine soit cosmique (réactions nucléaires dans les étoiles et explosion de supernovas), soit terrestre (matériaux naturellement radioactifs contenus dans l'écorce terrestre d'où provient le rayonnement tellurique rayonnement gamma et d'où émane le radon) ou encore interne (essentiellement ^{40}K et ^{14}C). Certaines de ces expositions sont identiques où que l'on se trouve sur la terre, telle que celle due à l'ingestion de ^{40}K contenu dans les aliments, d'autres sont fortement dépendantes de la localisation. Les rayons cosmiques, par exemple, sont plus intenses à haute altitude tandis que les concentrations en uranium et en thorium dans le sol peuvent être localement très élevées. Les techniques de construction et la ventilation des habitations vont, quant à elles, fortement moduler la concentration en radon. La dose effective moyenne due à des sources naturelles à laquelle est exposé un individu est de 2,4 mSv par an (**UNSCEAR, 2000**). L'exposition d'origine artificielle de la population résulte quant à elle de l'activité médicale (radiodiagnostic, médecine nucléaire et radiothérapie), des retombées des essais nucléaires aériens et de l'activité nucléaire civile.

Les rayonnements ionisants dont l'énergie sont suffisants pour arracher un électron aux atomes du milieu absorbant et les transformer en ions positifs. Leurs effets résultent d'un transfert d'énergie entre ces rayonnements et la matière. Selon leur nature, les rayonnements

ionisants interagissent différemment avec le milieu qu'ils traversent. Ils ont la propriété d'ioniser la matière dans laquelle ils pénètrent, on peut classer ces rayonnements selon le mode d'interaction avec la matière en deux catégories :

- **Les rayonnements directement ionisants** sont des particules chargées qui délivrent leur énergie directement à la matière, par le jeu des forces coulombiennes s'exerçant avec les atomes du milieu. Les transferts d'énergie dépendent des masses des particules en mouvement et il y a lieu de distinguer les particules chargées lourdes (proton, deuton, alpha, ions lourds) des électrons.
- **Les rayonnements indirectement ionisants**, électriquement neutres, sont susceptibles de transférer une fraction ou la totalité de leur énergie en une seule interaction à des particules chargées. Ce sont ensuite ces particules secondaires qui ionisent le milieu. Dans ce cas, l'ionisation se fait en deux étapes. Les rayonnements électromagnétiques (X et γ) et les neutrons entrent dans cette catégorie, mais leurs modes d'interaction sont différents.

3. INTERACTION DES PARTICULES CHARGÉES AVEC LA MATIÈRE

Les particules chargées sont des particules ayant une masse et une charge (positive ou négative), lorsqu'elle traverse la matière. Elles sont ralenties et perdent leur énergie selon des interactions classées en deux grandes catégories : les interactions élastiques et les interactions inélastiques qui se font avec les électrons orbitaux et les noyaux atomiques du milieu ralentisseur.

3.1. Collision élastique

- a) **Avec les électrons atomiques** : la particule incidente peut être déviée élastiquement par le champ des électrons atomiques d'un atome. L'énergie transférée pour la conservation des moments est généralement inférieure au plus petit potentiel d'ionisation des électrons du milieu.
 - b) **Avec un noyau** : la particule incidente est déviée. Il n'y a pas d'émission de rayonnement électromagnétique et le noyau n'est pas excité. La particule perd seulement l'énergie cinétique nécessaire pour qu'il ait conservation des moments des deux particules.
-

3.2. Collision inélastique

- a) **Avec les électrons atomiques** : ce processus est le mode dominant par lequel la particule incidente perd son énergie cinétique dans la matière. Ce genre de collision mène à l'excitation du milieu ou à l'ionisation.
- b) **Avec un noyau** : dans ce cas, la particule incidente est déviée. Il arrive dans certains cas que le phénomène de BREMSSTRAHLUNG se produise, phénomène dans lequel il y a émission d'un quantum d'énergie; la particule incidente perd l'équivalent d'énergie cinétique. L'excitation nucléaire est très rare.

Le processus d'interaction entre les particules chargées peut être quantifié par les grandeurs suivants :

- Pouvoir d'arrêt massique ;
- Transfert linéique d'énergie ;
- Parcours des particules chargées.

3.3. Pouvoir d'arrêt massique

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu donné (solide, liquide), il se produit une interaction électromagnétique avec les électrons de ce milieu à cause de leurs charges. Cette particule perd son énergie progressivement dans ce milieu. L'élément d'énergie perdue dE par la particule chargée parcourant un élément de distance dl dans le milieu est appelé pouvoir d'arrêt linéaire noté S et donné par la formule suivante :

$$S = \frac{dE}{dl} \quad (2-1)$$

Si le milieu a une densité ρ , le rapport entre le pouvoir d'arrêt linéaire S et la densité ρ est appelé le pouvoir d'arrêt massique

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dl} \quad (2-2)$$

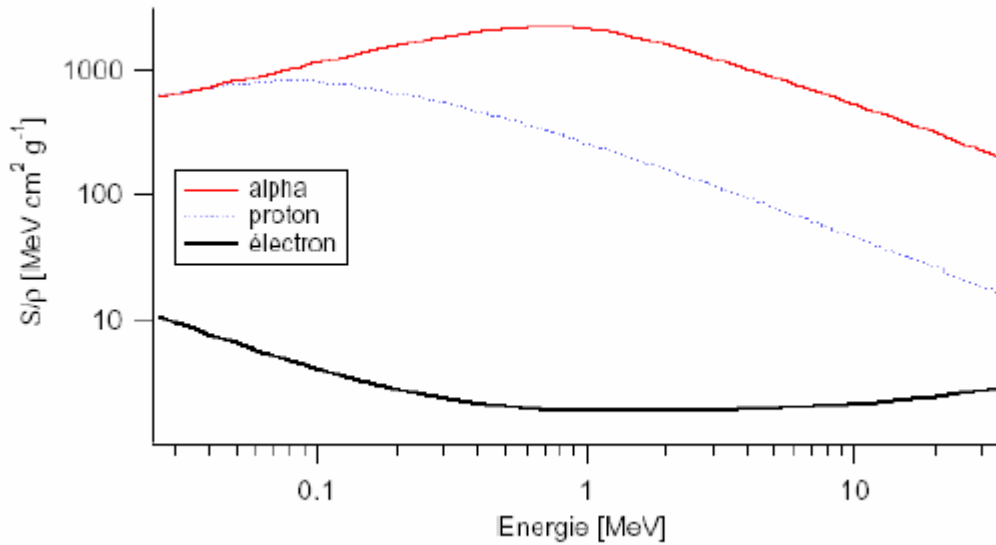


Figure 2-3 : Pouvoirs d'arrêts massiques des trois particules alpha, proton et l'électron dans l'eau.

En réalité, le pouvoir d'arrêt massique est composé de trois termes représentés par la relation suivante :

$$\frac{S}{\rho} = \frac{S_{el}}{\rho} + \frac{S_{rad}}{\rho} + \frac{S_{nuc}}{\rho} = \frac{1}{\rho} \cdot \left(\frac{dE}{dl} \right)_{el} + \frac{1}{\rho} \cdot \left(\frac{dE}{dl} \right)_{rad} + \frac{1}{\rho} \cdot \left(\frac{dE}{dl} \right)_{nuc} \quad (2-3)$$

$\frac{S_{el}}{\rho}$: Le pouvoir d'arrêt massique électronique (ou de collision) dû aux collisions avec les électrons atomiques.

$\frac{S_{rad}}{\rho}$: Le pouvoir d'arrêt massique radiatif provenant des émissions de rayonnement de freinage dans le champ électrique des noyaux ou des électrons atomiques.

$\frac{S_{nuc}}{\rho}$: Le pouvoir d'arrêt massique nucléaire dû aux collisions élastiques coulombiennes dans lesquelles l'énergie de recul est impartie aux atomes. Il ne se rapporte pas à des interactions nucléaires.

Le terme le plus important dans la relation précédente est le premier $\frac{S_{el}}{\rho}$ où l'interaction dominante est l'interaction électromagnétique. Elle est donnée par la formule de Bethe qui montre tous les paramètres dépendants des deux particules incidentes (de charge z et de vitesse v) et le noyau cible de charge Z où :

$$S_{el} = \left(\frac{dE}{dl} \right)_{el} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e v^2} \rho B \quad (2-4)$$

avec :

$$B = Z \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v}{c} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (2-5)$$

m_e : La masse de l'électron

I : Le potentiel moyen d'excitation ou d'ionisation du milieu

c : La vitesse de la lumière dans le vide.

D'après la formule de Bethe on voit très bien que le pouvoir d'arrêt linéaire varie en $1/v^2$. Autrement dit, l'énergie perdue par la particule incidente est inversement proportionnelle à son énergie cinétique, et proportionnelle à sa charge Z et celle du noyau cible Z . Pour le même milieu (cible), la particule alpha perd plus d'énergie que le proton.

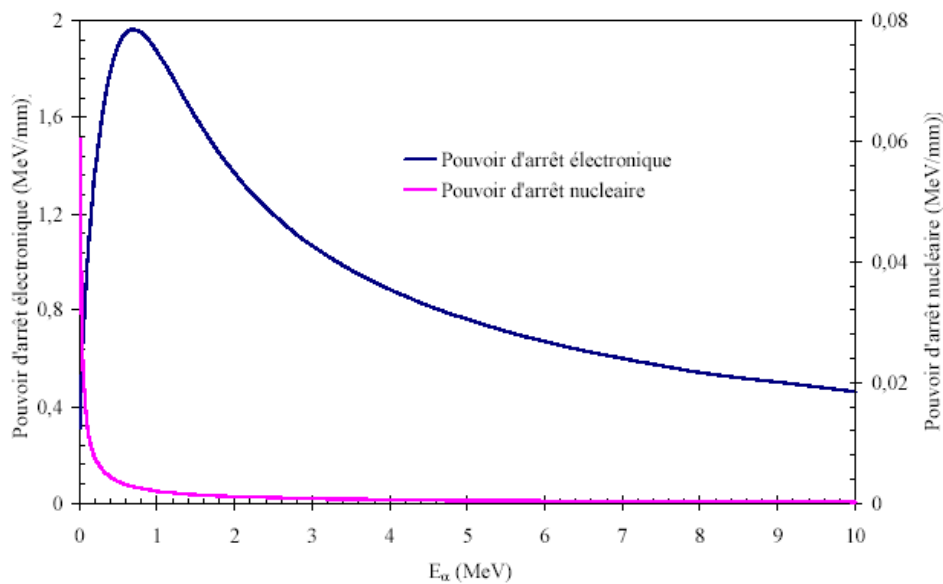


Figure 2-4 : Pouvoirs d'arrêt électronique et nucléaire des particules α dans l'air [11].

3.4. Perte d'énergie des particules chargées

3.4.1. Transfert linéique d'énergie :

Pour étudier le ralentissement des particules chargées ; et pour évaluer l'énergie perdue par la particule dans le milieu traversé, on introduit la notion de transfert linéique d'énergie qui représente la perte d'énergie par unité de longueur de trajectoire des particules incidentes consécutivement à leurs chocs avec les électrons. Son expression en mécanique relativiste, est donnée par la formule de Bethe Bloch [12] :

$$TLE = \left| \frac{dE}{dx} \right| = \frac{z^2 e^4}{4\pi\epsilon_0^2 m_e v^2} NZ \left[\log \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) - \log \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} - \frac{C_K}{z} \right] \quad (2-6)$$

N : nombre des noyaux cibles par unité de volume de numéro atomique Z ,

Z et β sont respectivement la charge et la vitesse réduite du projectile,

m_e et e : masse au repos et charge de l'électron,

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

γ : correction relativiste : $1/(1-\beta^2)^{1/2}$,

T_{\max} : énergie cinétique maximale transférée à un électron libre,

δ : correction due à l'effet de densité,

I : la valeur moyenne du potentiel tenant compte de l'ionisation et de l'excitation des atomes ralentisseurs. Il est donné par la formule semi empirique (en eV) :

$$I = 1,9Z(1 + 1,9Z^{2/3}) \quad (2-7)$$

Notons que la particule chargée peut s'approprier un ou deux électrons au cours de son ralentissement. Dans la formule (2-8) la charge est alors remplacée par la charge effective Z^* . Cette charge effective est calculée par la relation empirique [13] :

$$Z^* = Z \left[1 - \exp \left(- \frac{125 \beta}{Z^{2/3}} \right) \right] \quad (2-8)$$

Pour un milieu composé de N éléments, la loi de Bragg permet de calculer le TEL dans ces milieux :

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{composé}} = \sum_{i=1}^N m_i \left(\frac{dE}{dx} \right)_i \quad (2-9)$$

Avec : $\left(\frac{dE}{dx} \right)_i$: le pouvoir d'arrêt de l'élément i de fraction massique m_i .

A partir de cette étude, on peut aussi montrer que la perte d'énergie est fonction de la distance de pénétration d'une particule dans la matière. Ce type de courbe est connu sous le nom de courbe de Bragg. Étant donné que la perte d'énergie est fonction de l'énergie cinétique, la particule ne perdra pas la même quantité d'énergie à chaque étape de son parcours. Elle est beaucoup plus ionisante vers la fin de sa trajectoire. Ce comportement est particulièrement utilisé dans les applications médicales où l'on désire donner une grande dose de radiation à une certaine distance de la surface.

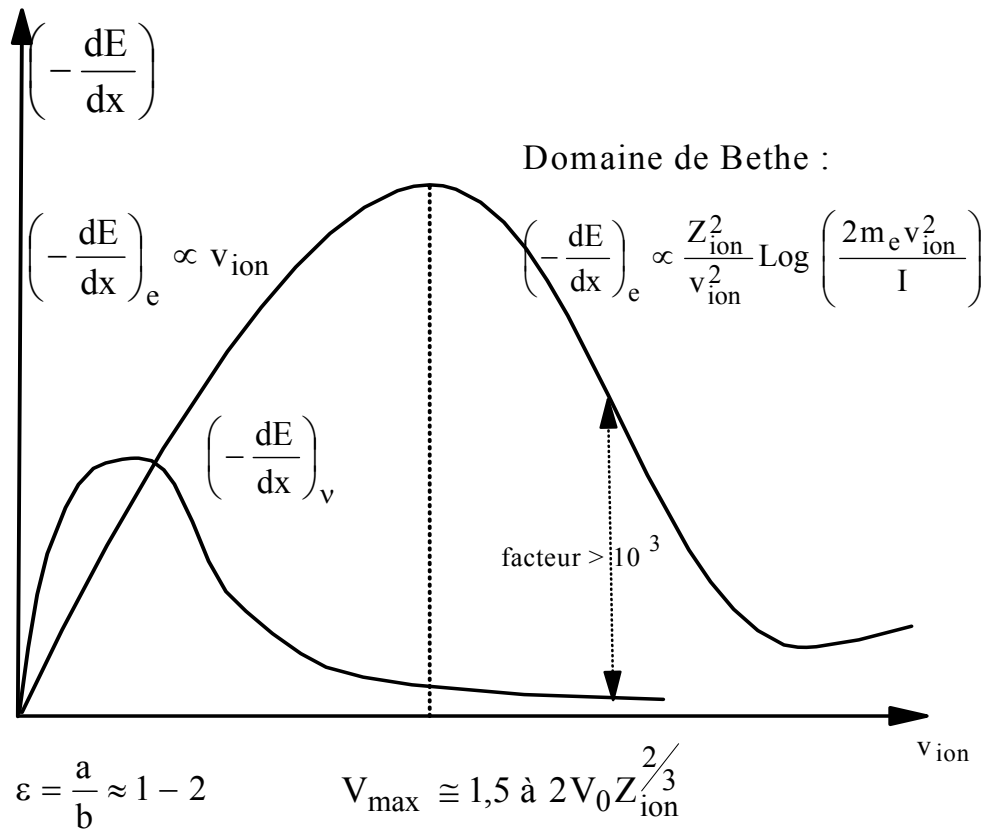


Figure 2-5 : Variation du $TLE = \frac{dE}{dx}$ en fonction de la vitesse de l'ion incident.

3.4.2. Perte d'énergie des particules α :

Pour le cas des particules α de vitesse V_1 , émises durant la désintégration des noyaux et d'énergie comprise entre 2 et 10 MeV, la perte d'énergie se réduit à :

$$TLE = \frac{16\pi e^4}{m_e v_1^2} NZ \left[\log \frac{2m_e v_1}{I} - \frac{C_K}{Z} \right] \quad (2-10)$$

Cette expression est valable si les trois conditions suivantes sont réunies :

- il n'y a pas de capture ou de perte d'électrons pendant le passage de la particule,
- le terme est assez petit pour que la diffusion nucléaire et le rayonnement de freinage puissent être négligés,
- il n'y a pas de polarisation du milieu traversé.

Cette formule donne de bons résultats pour l'évaluation des pertes d'énergie par unité de longueur lorsque l'énergie est supérieure à 1 MeV/u.m.a. Cependant, lorsque la vitesse de la particule devient très faible devant la vitesse de l'électron orbital, par exemple en fin de parcours, la perte d'énergie par interaction dite nucléaire n'est plus négligeable.

3.5. Parcours des particules chargées

Lorsqu'une particule chargée pénètre dans une matière donnée elle va parcourir une certaine distance puis elle s'arrête. Le parcours d'une particule chargée dans un matériau donné est le trajet nécessaire pour que cette particule perde complètement son énergie cinétique. Considérons un faisceau de particules chargées initialement monocinétiques d'énergie E_0 qui pénètre dans un matériau absorbant. Chaque particule incidente a un parcours individuel. Les parcours individuels diffèrent et fluctuent autour d'un parcours moyen, qui est défini par la relation :

$$R = \int_0^R dr \quad (2-11)$$

Puisque l'énergie incidente de la particule et l'épaisseur du matériau cible sont interdépendante, alors on peut les interchanger dans l'équation (2-11); on aura donc :

$$R = \int_{E_0}^0 \frac{dr}{dE} dE = \int_0^{E_0} \left(- \frac{dE}{dr} \right)^{-1} dE = \int_0^{E_0} \frac{1}{TLE} dE \quad (2-12)$$

La relation entre le pouvoir d'arrêt et le parcours est données par :

$$R = \int_E^0 \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (2-13)$$

où : $\frac{dE}{dx}$ est données par la formule (2-10).

Dans les **figures (2-6 et 2-7)** sont donnés les parcours R des particules α en fonction de l'énergie dans l'air et dans le polyéthylène [11].

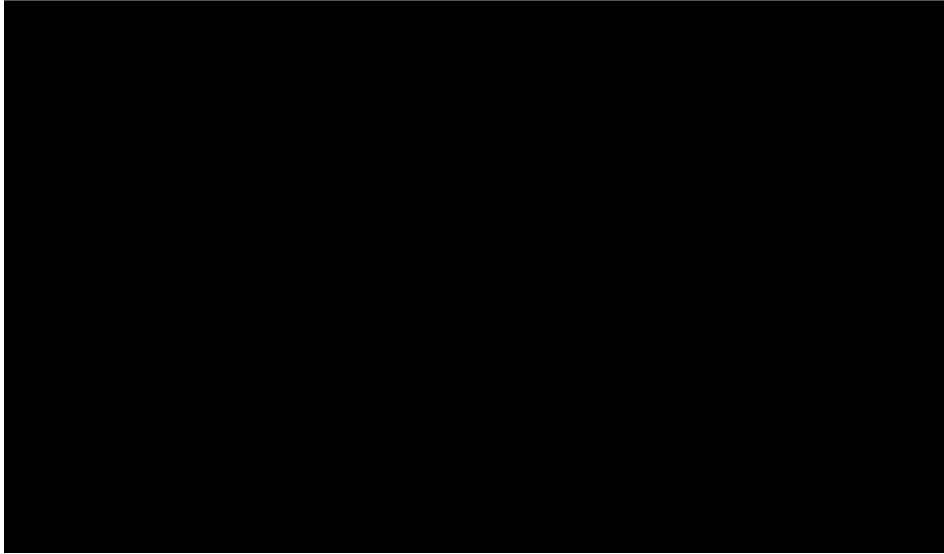


Figure 2-6 : Parcours des particules α dans l'air.

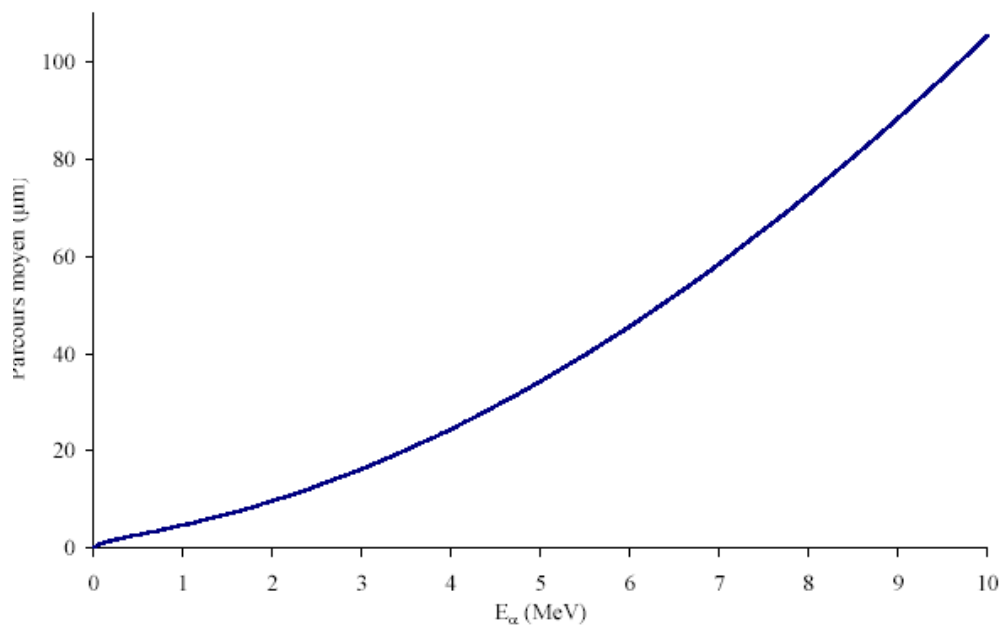


Figure 2-7 : Parcours des particules α dans le polyéthylène.

La perte d'énergie dans la traversée d'une épaisseur Δx calculée à partir de la formule (2-6), simplifiée dans le cas non relativiste, est une valeur moyenne. Pour chaque particule prise individuellement, on observe des fluctuations autour de cette valeur moyenne, car statistiquement ces particules n'auront pas subi le même nombre de collisions durant leur parcours. Il en résulte que pour une perte d'énergie donnée, le parcours fluctue lui aussi autour d'une valeur moyenne. Ces fluctuations sont habituellement appelées « straggling » énergétique [14].

4. INTERACTION DES PHOTONS AVEC LA MATIERE

Les photons sont des rayonnements électromagnétiques, d'énergie supérieure à 10 eV environ, émis soit en cours de processus de transition nucléaire ou d'annihilation des particules (rayon gamma) ; soit dans les transitions atomique (rayon X). Ces photons peuvent interagir de différentes façons avec les électrons ou les noyaux de la matière. Les interactions avec les électrons sont.

- La diffusion de Rayleigh ;
- L'effet Compton ;
- L'effet photoélectrique.

Les interactions avec les noyaux sont :

- L'effet de matérialisation
- Les réactions photo-nucléaires.

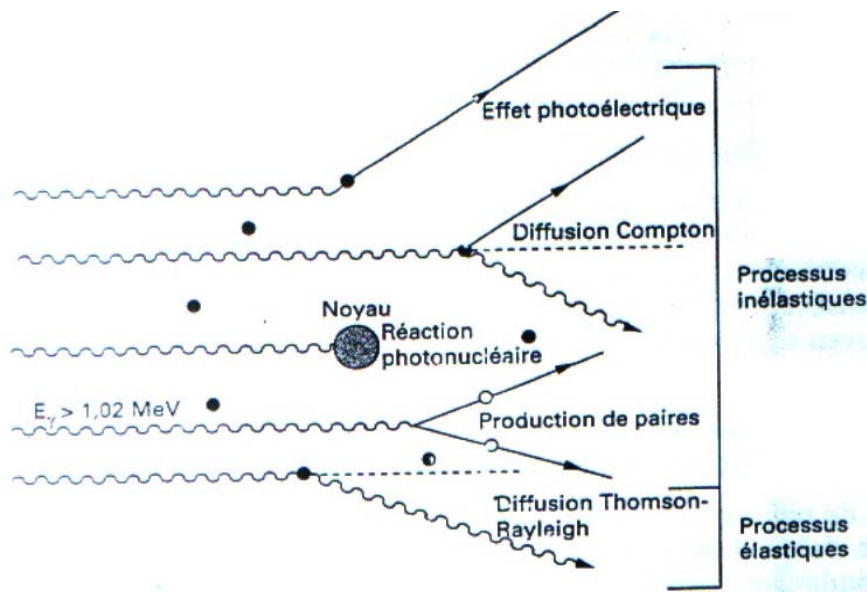
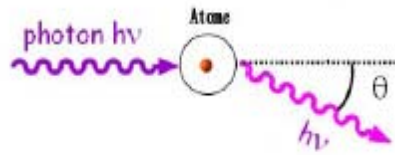


Figure 2-8 : Modes d'interaction des photons avec la matière

4.1. La diffusion Rayleigh

Lorsque le photon d'énergie $E = h\nu$ rencontre un atome dans un milieu donné, il va interagir avec lui sans aucun transfert d'énergie, mais seulement avec un changement dans la direction du photon incident avec un angle θ , comme il est illustré dans la figure ci-dessous.



Les processus d'interaction les plus importants dans la gamme d'énergie considérée parmi les différents types d'interactions possibles, sont :

- Effet photo électrique ;
- Effet Compton ;
- Création de paires (matérialisation).

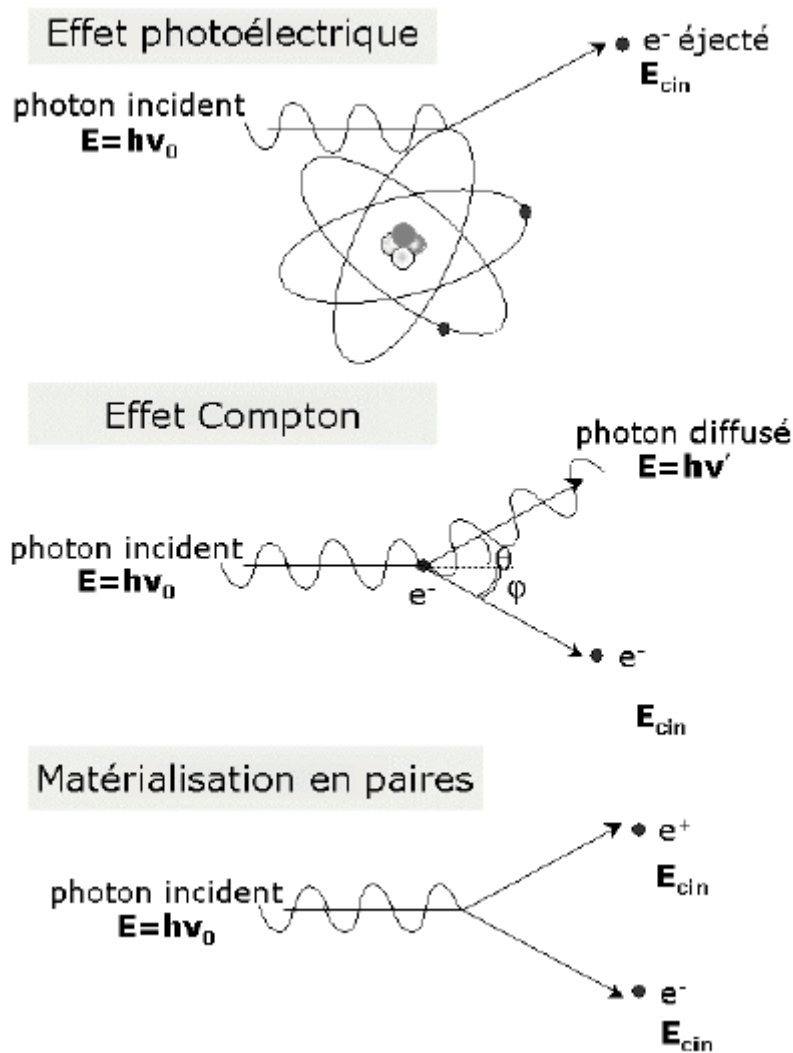


Figure 2-9 : Principaux modes d'interaction photon-matière

A chacun de ces processus est associée une probabilité qui est la section efficace d'interaction. Celle-ci dépend essentiellement de l'énergie E_γ des photons incidents et du numéro atomique Z du matériau traversé et qui favorise alors l'un ou l'autre des trois processus précités. L'importance relative de ces trois modes d'interaction en fonction de E_γ et Z est illustrée par la **figure (2-10)**.

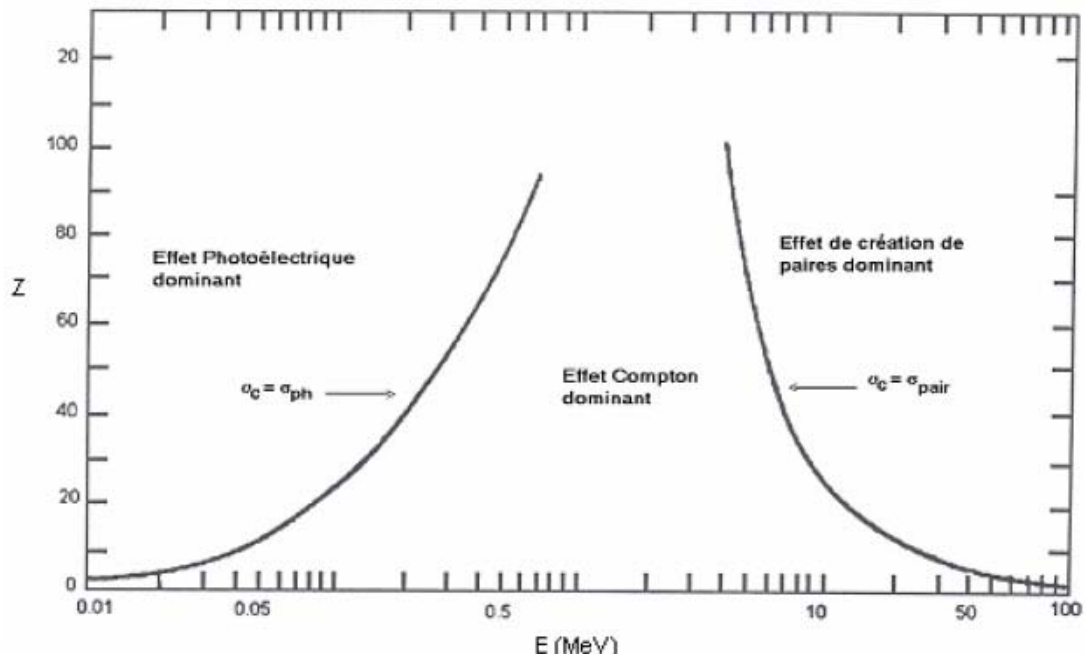


Figure 2-10 : Importance relative des modes d'interaction des rayonnements γ avec la matière [15].

4.2. Effet photoélectrique

C'est la principale interaction pour les photons de basse énergie (domaine de 10 à 100 keV) avec la matière. Lorsqu'un photon d'énergie E entre en collision avec un électron des couches internes d'un atome, il est totalement absorbé par cet électron, qui est éjecté avec une énergie cinétique E_e :

$$E_e = E_\gamma - E_l \quad (2-14)$$

Dans la quelle, E_l est l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome. De toute évidence, pour que l'émission de photo-électron soit possible, il faut que l'énergie du photon incident soit plus grande que l'énergie de liaison de l'électron. Ce qui implique, le concept de

fréquence seuil, il faut qu'il ait une fréquence $\nu > \nu_0$, et le photoélectron emportera donc une énergie E_e , telle que :

$E_e = h(\nu - \nu_0)$, cet effet est prédominant pour les photons de basse énergie en particulier pour les éléments de Z élevé (**Figure 2-10**). La section efficace, pour la couche K est de la forme [16] :

$$\sigma_{Kph} = \frac{8\pi r_0^2}{3} \frac{Z^2}{(137)^4} 4\sqrt{2} \left(\frac{E_0}{E_\gamma} \right)^{-7/2} \quad (2-15)$$

$E_0 = m_0c^2$ est l'énergie au repos de l'électron,

$r_0 = 2.818 fm$ est le rayon classique de l'électron.

D'une façon générale, et quelle que soit la couche, on peut estimer cette section efficace comme suit :

$$\sigma_{ph} \propto \frac{Z^{4,35}}{E^3} \quad (2-16)$$

Pour un élément donné, l'effet photoélectrique diminue lorsque l'énergie du photon incident augmente.

4.3. Effet Compton

Pour des photons d'énergie intermédiaire et sur un vaste domaine (0,1 à 10 MeV) l'interaction dominante est l'interaction Compton. Ici un photon interagit avec un électron libre ou faiblement lié lui transfère une partie de son énergie et devient un photon diffusé d'énergie moindre. L'énergie et la quantité de mouvement du photon incident sont partagées entre le photon diffusé et l'électron de recul appelé électron Compton.

- **Conservation de l'énergie**

$$E_\gamma = E'_\gamma + E_e \quad h\nu = h\nu' + \frac{1}{2} m_e v^2 \quad (2-17)$$

- **Conservation de la quantité de mouvement :**

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + m_e v \sin \varphi \quad (2-18)$$

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \theta + m_e v \cos \varphi \quad (2-19)$$

Dans la quelle, φ et θ sont les angles de diffusion respectifs du photon diffusé et de l'électron Compton par rapport à la direction du photon incident. En terme de longueurs d'onde du photon initial (λ), et du photon diffusé (λ'), on démontre que

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \quad (2-20)$$

Cette relation a été vérifiée expérimentalement pour θ jusqu'à 150° . Pour $\theta = \frac{\pi}{2}$:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} = 2,42 \cdot 10^{-12} \text{ m} \text{ est une constante appelée longueur d'onde Compton de l'électron.}$$

L'équation générale (2-20), montre que les électrons Compton ont une distribution d'énergie continue, variant de zéro à un maximum qui dépend de l'angle du photon diffusé. En terme d'énergie, cela se traduit par :

$$\frac{E_\gamma - E_{\gamma'}}{E_{\gamma'}} = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) \quad (2-21)$$

pour $\theta = \frac{\pi}{2}$, l'expression précédente devient : $\frac{E_\gamma - E_{\gamma'}}{E_{\gamma'}} = \frac{E_\gamma}{0,511}$

La section efficace de la diffusion Compton est :

$$\sigma_c = \tau \propto \frac{Z}{E_\gamma} \quad (2-22)$$

La fraction d'énergie perdue par le photon incident est proportionnelle à l'énergie du photon incident. Etant donné que la diffusion Compton est le mode d'interaction prépondérante entre 0,1 et 10 MeV, la perte d'énergie par la diffusion à 90° est de 20 % à totale.

La section efficace différentielle de cet effet est donnée par la formule de Klein et Nishina ([17], [18]).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \frac{1}{[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]^3} \left[1 + \cos^2 \theta + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \theta)}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right] \quad (2-23)$$

où : $\alpha = \frac{h\nu}{m_e c^2}$ et $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}$: r_0 est le rayon classique de l'électron.

La variation de la section efficace différentielle de la diffusion Compton est fonction de l'énergie du rayon gamma comme est représentée sur la figure suivante :

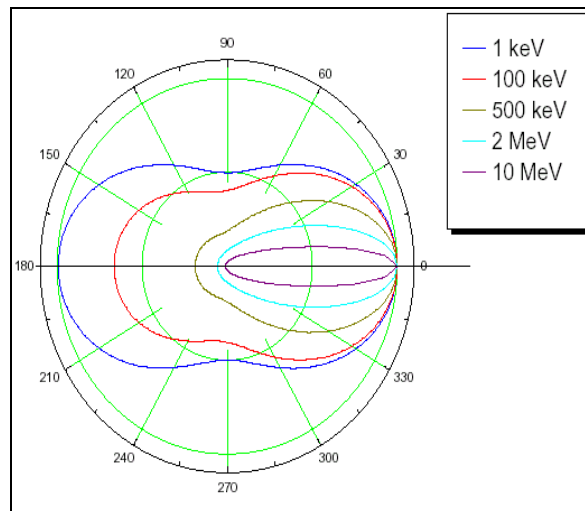


Figure 2-11 : Section efficace de diffusion Compton.

4.4. Production de paires

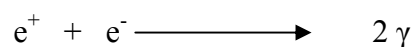
Si l'énergie des photons est supérieure à 1,022 MeV, qui est égale à deux fois l'énergie équivalente de la masse de l'électron au repos ($2 m_e c^2$), une paire électron-positon (e^-e^+) peut être créée par interaction du photon avec la matière. C'est le processus de matérialisation :



Les deux particules (e^+ , e^-) sont émises à 180° , et emportent la différence d'énergie entre le rayon incident et la masse créée soit $2 m_e c^2$, sous forme d'énergie cinétique.

$$E = h\nu - 2m_e c^2 = h\nu - 1,022$$

Ensuite, l'électron et le positon sont ralentis dans la matière par suite de collision (ionisation et excitation des atomes qu'ils rencontrent). Le positon ralenti rencontre un électron du milieu, pour s'annihiler en émettant deux photons de 511 keV émis à 180° :



En réalité, il se forme transitoirement une espèce très instable appelée positronium, dont la durée de vie dépend du milieu dans laquelle elle est formée, et qui est très utile pour la

détermination de structure chimique. Dans l'ortho-positronium, les spins sont parallèles. Il n'y a pas d'émission de deux photons, car il n'y aurait pas conservation de la quantité de mouvement. Il y a émission de trois photons à 120°, sa vie est longue 0,14 s. dans le para-positronium, au contraire les spins sont antiparallèles. L'annihilation en deux photons à 180° est possible et beaucoup plus probable. Sa durée de vie est plus courte, de l'ordre de 0,12 ns .

La probabilité (section efficace) de la création de paire est nulle pour $E < 2 m_e c^2$ et croît régulièrement avec l'énergie. Elle est proportionnelle à Z^2 .

La section efficace est donnée [16] :

$$\sigma_{pair} = \begin{cases} \alpha r_0^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \log \left(\frac{2 E_\gamma}{E_0} \right) - \frac{218}{27} \right] \dots 2 E_0 \langle E_\gamma \rangle \frac{E_0}{\alpha} Z^{-1/3} \\ \alpha r_0^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \log \left(183 Z^{-1/3} \right) - \frac{2}{27} \right] \dots E_\gamma \rangle \frac{E_0}{\alpha} Z^{-1/3} \end{cases} \quad (2-24)$$

Ainsi, l'interaction des photons γ avec la matière a comme section efficace la somme des trois sections efficaces des différents processus .Elle est donnée par :

$$\sigma_{totale} = \sigma_{ph} + \sigma_c + \sigma_{pair}$$

5. COEFFICIENTS D'ATTENUATION ET D'ABSORPTION

L'absorption du rayonnement dans la matière est essentiellement due à l'effet photoélectrique, la diffusion Compton, et la production de paires :

5.1. Coefficients d'atténuation linéaire

La loi d'atténuation d'un faisceau mono énergétique et parallèle dans un milieu homogène est donnée par la relation :

$$I = I_0 \exp(-\mu x) \quad (2-25)$$

où μ est la somme des trois coefficients d'atténuation dus aux trois effets décrits plus haut :

$$\mu = \sigma + \tau + K \quad (2-26)$$

σ est le coefficient d'atténuation photoélectrique, τ est le coefficient d'atténuation Compton et K est le coefficient d'atténuation de matérialisation.

Toutefois, on utilise plus couramment le concept d'épaisseur moitié :

$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0,639}{\mu}$, dans l'expression ci-dessus, qui est l'analogie de la demi-vie pour un

radio-isotope c'est l'épaisseur pour laquelle $I = I_0 / 2$, on a alors :

$$I = I_0 2^{\left(\frac{d}{d_{1/2}}\right)} \quad (2-27)$$

5.2. Coefficient d'atténuation massique

Le quotient du coefficient d'atténuation linéaire par la masse volumique de la substance conduit au coefficient d'atténuation massique μ/ρ , son unité est en $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$, il est donné par :

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right) = \left(\frac{\sigma}{\rho}\right) + \left(\frac{\tau}{\rho}\right) + \left(\frac{K}{\rho}\right) \quad (2-28)$$

Ce coefficient d'atténuation massique est pratiquement constant pour la plupart des substances, en réécrivant l'expression ci-dessous :

$$I = I_0 \exp(-\mu l / \rho) \quad (2-29)$$

où : l , est l'épaisseur de la matière exprimée en $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$.

L'énergie transmise vaut alors :

$$E = E_0 \exp(-\mu l / \rho) \quad (2-30)$$

où E_0 est la valeur de l'énergie initiale et E l'énergie résiduelle après passage au travers d'une couche de matière d'épaisseur l .

L'énergie absorbée par cette couche de matière vaut donc :

$$E_{abs} = E_0 - E = E_0(1 - \exp(-\mu l / \rho)) \quad (2-31)$$

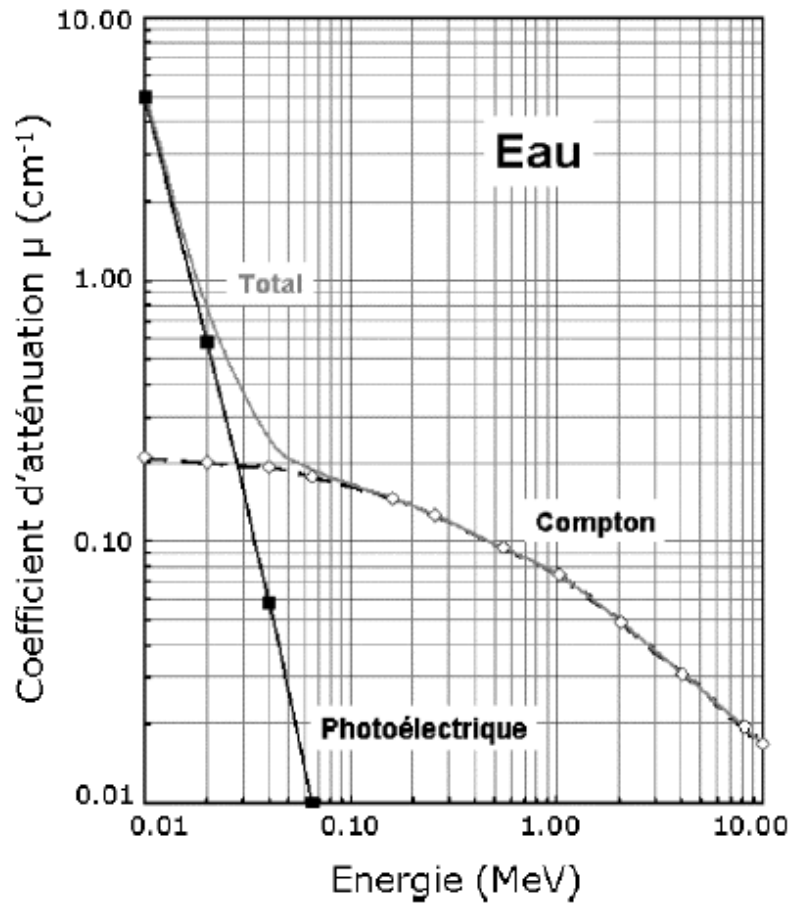


Figure 2-12 : Variation de coefficient d'atténuation en fonction de l'énergie [19].

PARTIE B : DETECTION DES RAYONNEMENTS

1. INTRODUCTION

Le principe physique de la détection des rayonnements nucléaires est basé sur leurs interactions avec la matière constituant le détecteur. Avant de détailler les caractéristiques des détecteurs choisis dans notre présent travail, nous distinguons les différents détecteurs des rayonnements nucléaires et leurs principes de fonctionnement.

2. DETECTEURS DES RAYONNEMENTS NUCLEAIRES

Les caractéristiques d'un détecteur dépendent principalement des renseignements; électrique ou visuels qu'il est capable de délivrer sur les rayonnements qu'il détecte. On distingue :

- Les compteurs basés sur le dénombrement des rayonnements par unité de temps.
- Les dosimètres basés sur la détermination de la perte d'énergie par unité de masse.
- Les spectrométries qui servent à l'identification des énergies et le dénombrement des rayonnements.

On classe les détecteurs de rayonnements nucléaires en deux grandes catégories:

- Les détecteurs visuels.
- Les détecteurs électroniques.

2.1. Détecteurs visuels

Au niveau de ces détecteurs, un événement donné conduit directement à un processus de détection se manifestant par des traces individuelles à l'œil. Les propriétés utilisées pour la détection des rayonnements sont de type thermodynamique (condensation ou ébullition), électrique (étincelle) ou photochimique. Selon la nature du milieu détecteur (gaz, vapeur condensable, liquide, gel ou solide), on distingue : la chambre à étincelles, la chambre à diffusion, la chambre à bulles, les émulsions photographiques et les détecteurs solides de traces nucléaires (DSTN).

2.2. Détecteurs électroniques

Ils sont associés à des électrique de comptage. Selon le principe physique mis en jeu (ionisation ou excitation atomique), ils sont classés en deux types :

- Détecteurs à régime impulsionnel qui convertissent directement la perte d'énergie du rayonnement incident en un signal électrique suite à l'ionisation créée par le rayonnement dans le détecteur. C'est le cas des chambres d'ionisation, des compteurs proportionnels, des compteurs Geiger-Muller et des détecteurs à semi-conducteurs
- Détecteurs produisant un signal lumineux suite aux excitations atomiques provoquées par les rayonnements incident. ils sont associés à des photomultiplicateurs qui convertissent le signal lumineux en courant électrique et amplifient proportionnellement ce dernier pour donner une impulsion électrique numérisée et analysée en énergie. on les classe en deux types : les scintillateurs et les détecteurs basés sur l'effet Cerenkov.

Dans notre travail, notre choix c'est posé sur les détecteurs solides de traces nucléaires (DSTN) pour dosimétrie alpha et le détecteur a semi-conducteurs Germanium hyper pur (GeHP) pour la spectrométrie Gamma.

3. DETECTEURS SOLIDES DE TRACES NUCLEAIRES

Le principe de détection des particules chargées par les détecteurs visuels repose sur l'interaction de ces rayonnements avec leur milieu, cette interaction se traduit par une zone de dégâts à l'échelle moléculaire, le longue de trajectoire de la particule ; ces dégâts appelés « trace latentes » constituent une source d'information sur la nature des particules chargées détectées. Toute fois, l'enregistrement du passage d'une particule chargée dans un solide n'est pas réalisé d'une façon systématique pour toutes les particules et pour tous les matériaux, seuls certains solides appelés DSTN mémorisent le passage de particules chargées, lorsque ses propriétés sont en corrélation avec les seuils de détection du détecteur.

Price et Walker en 1962 ([20], [21], [22], [23]) ont mis au point la technique d'observation en microscopie optique de traces individuelles des fragments de fission créés en profondeur dans les milieux condensés. Ils ont montré qu'une attaque chimique différentielle par un acide ou par une base s'effectue préférentiellement le long de la trajectoire des particules dans le détecteur. Ces traitements élargissent les traces jusqu'à atteindre 0,5 micron et les rendent ainsi observables au microscope [4].

Tous les résultats (nombre de traces, diamètres, bruit de fond,...) d'un DSTN dépendent principalement des conditions de traitement et de comptage. Dans tous les cas, une densité de traces bien homogène est le signe d'une bonne maîtrise de la mesure et il s'en suit une moindre fluctuation des résultats. On distingue deux grandes différences entre les traces latentes présentes dans deux classes majeures de solides qui sont, soit des minéraux (verre, mica, apatite, quartz, feldspath,...) soit des matériaux organiques polymériques tels que les dérivés cellulosiques (nitrate de cellulose, di-acétate et tri-acétate de cellulose) et les polycarbonates (CR39, Lexan,...) [24].

3.1. DSTN en couches minces

Il s'agit du film Kodak type LR115. Il est constitué d'une couche de nitrocellulose ($C_6H_8N_2O_9$), fortement teintée en rouge, de 12 μm d'épaisseur moyenne, sur un support inerte de 100 μm en polyester. Le nitrate de cellulose est parmi les DSTN les plus sensibles aux particules alpha. Il peut enregistrer des particules alpha d'énergie comprise entre 1,4 et 4,7 MeV avec un angle d'incidence allant jusqu'à 50° [25]. L'insensibilité du LR115 aux rayonnements électromagnétiques et aux électrons présente un grand intérêt pour son utilisation en champs mixte de rayonnements. Sa révélation chimique se fait pendant 2 heures dans une solution de NaOH de molarité 2,5 M à une température de 60 °C. Après traitement chimique, chaque impact de particule α laisse un micro trou dans la couche rouge, de 1 à 15 μm de diamètre

3.2. DSTN massifs

Historiquement de très nombreux DSTN massifs ont été utilisés. Les plus répandus aujourd'hui sont des polycarbonates (CR39, Makrofol,...). Il s'agit de feuilles en Plexiglas, plus ou moins souples, de l'ordre du millimètre d'épaisseur [4]. Les traces ressemblent à des cônes de différentes tailles dont les vertex se situent dans la masse du détecteur. Le DSTN massif CR39 est un polymère de carbonate d'allyldiglycol ($C_{12}H_{18}O_7$) [26] transparent, amorphe et sensible aux particules ionisantes [4]. Il se présente souvent sous forme de feuilles de 0,5 mm d'épaisseur pour les applications nucléaires. Ce polymère est également utilisé pour la fabrication des verres de lunettes. Un développement chimique ou électrochimique est nécessaire à la révélation des traces produites par le passage des particules alpha.

Ce détecteur a l'avantage d'enregistrer des particules α ayant un angle d'incidence allant jusqu'à 75° et une énergie comprise entre 0 et 20 MeV. La **figure 2-13** montre des

traces alpha révélées dans le CR39 ; les formes plus ou moins elliptiques de ces traces sont représentatives des différents angles et énergies des particules incidentes. Ces conditions d'attaque chimique se résument à une durée de 6 heures dans une solution de NaOH de molarité 7 M à une température de 70 °C.

Le mode d'attaque chimique du CR39 par les hydroxydes (NaOH, KOH,...) se fait suivant la réaction chimique [27].



- Le produit de cette cassure est OH^- la liaison ester est rompue par l'ion et autre part deux groupement organiques : CO_3^{2-} d'une part par l'ion carbonate.
- L'oxydrique qui est entièrement soluble dans un hydroxyde. Cela se traduit par une vitesse moyenne d'attaque chimique V_G qui augmente avec la concentration de la base.
- Le polyallylalcol a par contre une solubilité limitée et peut se présenter lors de la révélation comme une substance gluante qui risque, en s'accumulant sur la surface du plastique, d'empêcher partiellement la poursuite normale du développement. Pour éviter ce phénomène on remue la solution durant le traitement chimique grâce un agitateur magnétique.

Dans le tableau (2-1), on regroupe les caractéristiques du détecteur polymérique (CR39, PN3).

Composition chimique	$(\text{C}_{12}\text{H}_{18}\text{O}_7)_n$
Densité	PN3 : $1,32 \text{ g cm}^{-3}$ et CR39 : $1,29 \text{ g cm}^{-3}$
Poids moléculaire	274 g mol^{-1}
Nombre des électrons / molécule	146
A / Z	1,877
Potentiel d'ionisation	70,19 eV
Densité électronique	PN3 : $1,24 \times 10^{23} \text{ e}^- \text{cm}^{-3}$ et CR39 : $1,11 \times 10^{23} \text{ e}^- \text{cm}^{-3}$
Chaleur spécifique	$0,55 \text{ cal } ^\circ\text{C}^{-1} \text{ g}^{-1}$
Indice de réfraction	1,5
Seuil d'enregistrement Z / β	10

Tableau (2-1) : Les caractéristiques du détecteur polymérique (CR39).

3.3. Comparaison entre les deux types

Des traitements chimiques plus courts : 1h30 à 2h, contre 3 à 8h. Aucune possibilité de confusion entre traces, poussières, rayures et défauts de surface. En effet, une trace est un trou, alors qu'une poussière absorbe la lumière.

Pour le LR115 non pelliculable, la saturation des comptages optiques est nettement plus élevée, de l'ordre de 600 traces/mm², contre 50 à 400 traces/mm² pour les DSTN massifs, selon leur traitement. Une saturation trop basse devient très vite un handicap, en pratique. En plus d'une énergie minimum, le film LR115 possède une énergie alpha maximum, au-dessus de laquelle il n'y a pas formation de trace. Cette limite haute est typiquement de 4,5 MeV. Elle augmente un peu pour des traitements prolongés.

Pour chaque émetteur, il existe une distance minimum, au-dessous de laquelle aucune trace n'est possible : 5 mm pour le radon, 30 mm pour son descendant le plus énergétique. Ce qui fait que le LR115 est insensible aux poussières radioactives qui peuvent se déposer à sa surface. La protection contre l'augmentation du bruit de fond, est simple et très efficace ; par l'application d'un écran polyester épais contre le LR115.

Par contre, le film a un inconvénient pratique, qui peut parfois être gênant. Il est sensible à un excès de lumière solaire. Les UV accélèrent l'attaque de la soude et la dissolution totale de la couche est possible, en cas de trop forte exposition UV. Pour des mesures à l'air libre, surtout en extérieur, une protection efficace contre un excès de soleil est impérative.

4. ETUDE SUR LES TRACES NUCLEAIRES

4.1. Critères d'enregistrements des traces

Lorsque les ions lourds traversés le DSTN ; ils perdent par unité de parcours une certaine quantité d'énergie appelée transfert d'énergie linéique (TLE), chaque détecteur est caractérisé par son propre TLE critique en dessous duquel la détection des traces est impossible [28].

Si ce critère est satisfait pour des particules habituellement rencontrées, on a cependant remarqué que les ions de fer relativistes n'étaient pas détectés dans le nitrate de cellulose tandis que le TEL est supérieur à la perte d'énergie critique [29]. Cette observation a montré que l'enregistrement des traces dépend non seulement de la nature du matériau mais aussi de la nature des particules incidentes. L'apparition d'une trace dépend des trois paramètres complémentaires suivants :

- l'angle d'incidence,
- l'énergie de la particule incidente,
- les conditions de développement (température, concentration de bain d'attaque et temps de développement).

4.2. Révélation des traces latentes

L'attaque du matériau irradié se fait par un réactif chimique tel qu'un acide ou une base et s'effectue particulièrement au niveau des dommages qui constituent l'environnement immédiat de la trajectoire géométrique de la particule incidente. En immergeant le matériau irradié dans un réactif chimique convenable, ce dernier diffuse dans les zones endommagées pendant un temps dit « temps d'induction de l'attaque ». Ensuite, le réactif pénètre dans les zones endommagées et crée un canal le long de la trajectoire de la particule voir **figure 2-13**. En même temps, les surfaces non irradiées du détecteur sont aussi attaquées mais avec un taux moindre. En érodant l'intérieur du canal, le réactif permet d'élargir ses dimensions pour donner une trace visible. Les traces latentes sont ainsi agrandies et deviennent visibles au microscope optique ordinaire.

Le développement chimique est caractérisé par trois facteurs essentiels liés entre eux :

- normalité de la solution de développement,
- température du bain de développement ;
- temps de développement.

C'est selon les conditions spécifiques des expériences et aussi selon les informations qu'on veut tirer de ces expériences qu'on fixe ces paramètres.

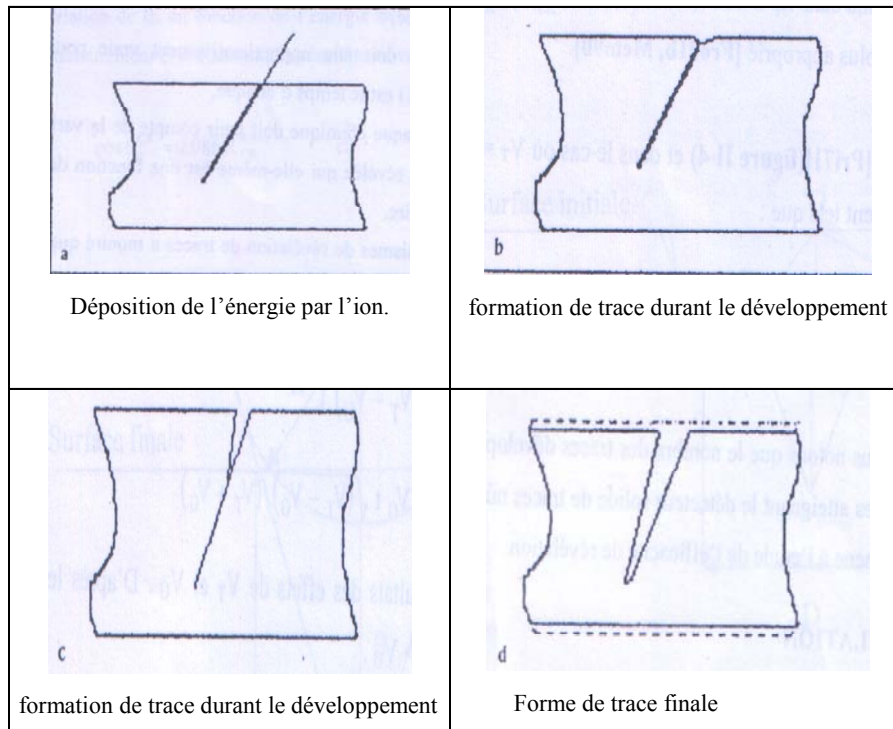


Figure 2-13 : Formation de la trace latente durant la révélation chimique [5].

4.3. Formation des traces latentes

Durant les cinq dernières décennies, plusieurs travaux ([21], [30], [31] [32], [33], [34]) ont été effectués afin d'expliquer et de comprendre la distribution spatiale du dépôt d'énergie et les modèles de formation d'une trace dans un DSTN. Parmi ces modèles nous citons plus particulièrement le modèle de la pointe thermique et le modèle d'explosion ionique. Ces modèles indiquent que la zone entourant l'axe de la trajectoire de la particule subit un maximum de dégâts créés par l'ionisation primaire. Les électrons issus de cette ionisation créent à leur tour des dommages le long de leur parcours. La trace est constituée de deux zones de perturbations:

- une zone cylindrique de rayon r_0 dite cœur de la trace, dans laquelle les perturbations sont créées par le passage de la particule chargée (ionisation primaire),
- une zone appelée halo de dommages, où les perturbations créées au cœur de la trace se propagent par les électrons issus de l'ionisation primaire.

La **figure 2-14** propose la structure d'une trace latente dans le cas d'un ion d'Ar de 7MeV/uma dans l'acétate de cellulose. La trace latente n'est donc que la mémorisation d'une perturbation créée par la particule chargée dans le matériau [35].

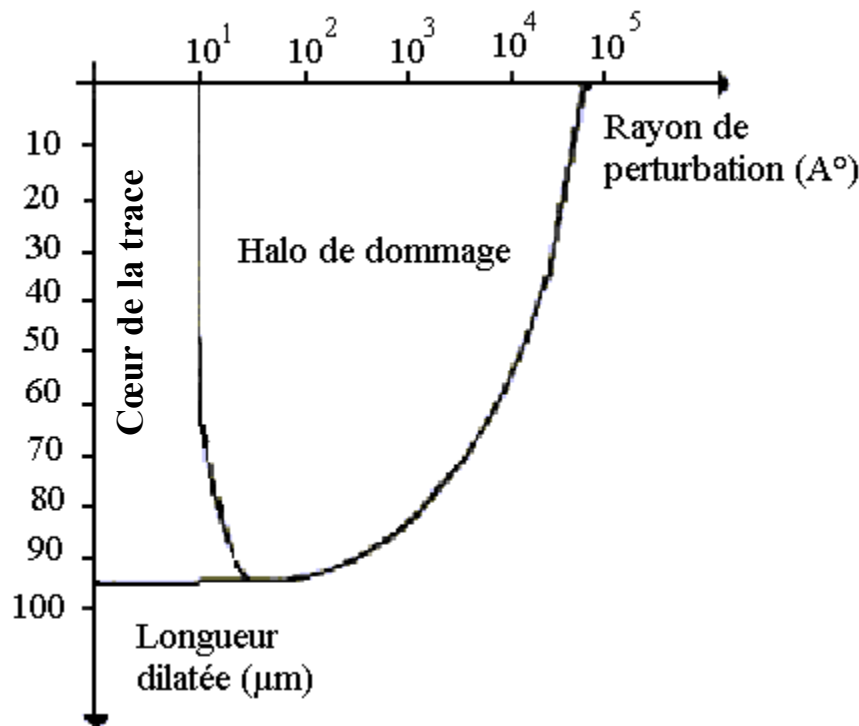


Figure 2-14 : Structure d'une trace latente dans l'acétate de cellulose.

L'ensemble des dégâts, dans un polymère peut provoquer une réduction de la masse molaire, une augmentation du nombre de chaînes par cassure induite, une modification de la masse volumique et la formation de nouvelles espèces chimiques. Ces modifications structurales rendent possible la mise en évidence des traces par développement chimique. En fait, la structure d'une trace révélée est complexe et difficile à quantifier même au microscope électronique. Elle peut être assimilée à un volume de révolution autour d'un axe de rayon r compris entre 1 à 150 Å et de 10^5 Å de longueur pour les fragments de fissions dans les polymères. Pour les particules alpha, les dimensions radiales sont de l'ordre de l'angströmm,

nous pouvons donc assimiler la trace latente à un segment puisque le diamètre de la trace est petit par rapport à sa longueur.

4.4. Géométrie des traces

Le modèle du processus d'attaque chimique est conditionné par l'action alternative et simultanée de deux effets différents [4].

- l'attaque générale de la surface du détecteur et des parois internes de la trace révélée caractérisée par la vitesse V_G elle dépend seulement de la composition du DSTN et conditions de développement de celui-ci.
- L'attaque chimique le long de la trace de la particule qui est caractérisée par la vitesse V_T . cette vitesse dépend en plus de la nature de la particule incidente et de son énergie ;

Dans la littérature, on trouve plusieurs modèles d'attaque chimique en fonction de ces deux vitesses :

- V_G et V_T constantes (modèle conique de Fleischer) [24].
- V_G constante et V_T variable ([36], [37], [38]).
- V_G et V_T variables [36].

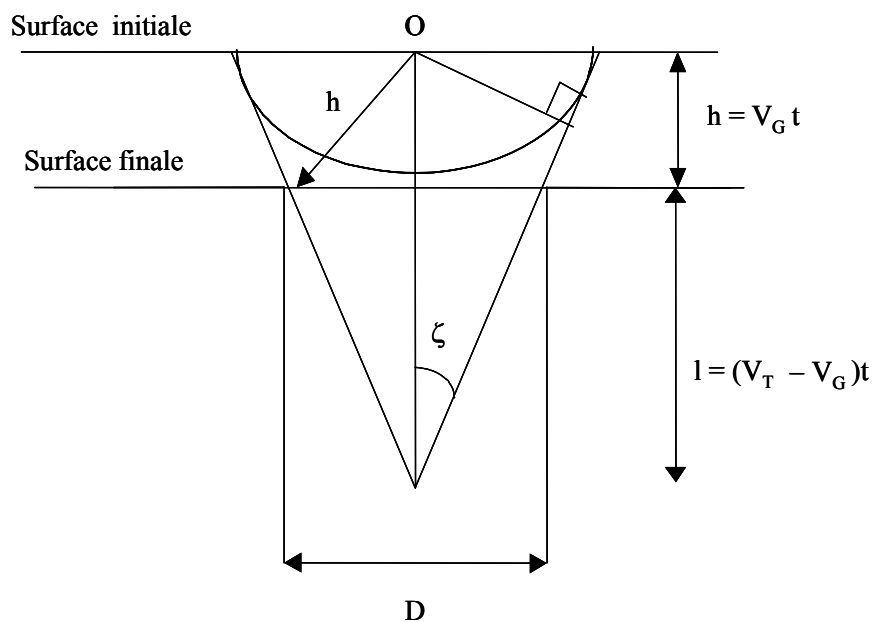


Figure 2-15 : Forme d'une trace révélée à incidence normale.

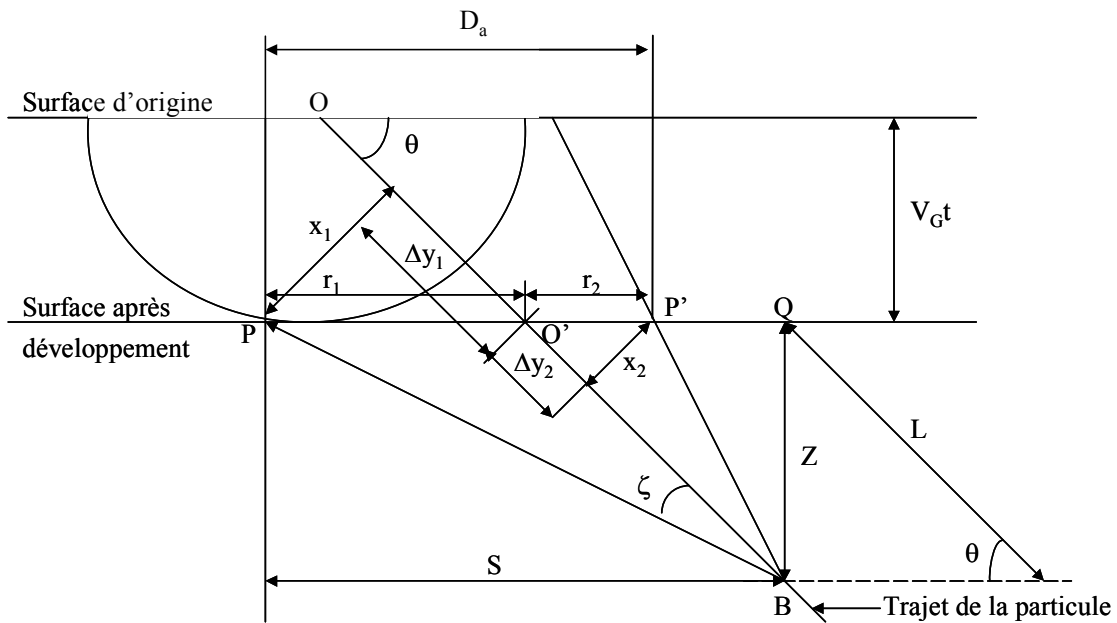


Figure 2-16 : Forme d'une trace révélée à incidence oblique.

4.5. Angle critique d'enregistrement

Quand un DSTN est irradié par des particules chargées, les traces dues aux particules d'incidence inclinées ne sont pas toutes observables après révélation chimique (une partie du film est décapée) même si les dégâts créés sont importants. Ceci est lié à la contrainte de l'angle critique d'enregistrement θ_c ([24], [37], [38], [39]), c'est l'angle défini entre la trajectoire de la particule incidente et la normale à la surface du détecteur.

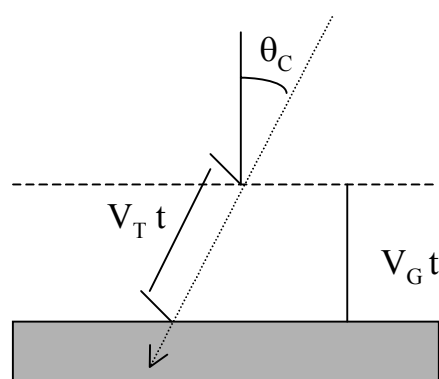


Figure 2-17 : Conditions d'observation d'une trace après développement chimique.

Comme il a été cité précédemment, l'apparition d'une trace révélée résulte des effets simultanés de la dissolution du détecteur non irradié caractérisée par la vitesse V_G et de celle des dégâts le long de la trace caractérisée par V_T .

Ce qui se traduit par la condition suivante :

$$\cos\theta_c = \frac{V_G t}{\int_0^t V_T dt} \quad (2-32)$$

D'où :

$$\theta_c = \arccos \frac{V_G t}{\int_0^t V_T dt} \quad (2-33)$$

D'après cette expression, l'angle critique dépend de plusieurs paramètres tels que :

- la nature du DSTN,
- l'énergie de la particule chargée incidente,
- le temps de développement t, qui est propre à chaque DSTN.

D'autres études ont montré que l'angle critique dépend aussi du temps de développement [37].

4.6. Efficacité de détection

Pour chaque type de détecteur pour des conditions de développement données, l'efficacité de détection dépend de la variation de l'angle critique d'enregistrement θ_c en fonction de l'énergie ([40], [41]). La densité de traces D observée dans le DSTN par unité de temps et l'activité volumique A du radionucléide considéré sont liées par :

$$D = \varepsilon(\theta_c, E_\alpha) \cdot A \quad (2-34)$$

$\varepsilon(\theta_c, E_\alpha)$ est l'efficacité de détection en fonction de l'angle critique d'enregistrement θ_c et de l'énergie de la particule alpha E_α [42] :

$$\varepsilon(\theta_c, E_\alpha) = \frac{1}{2} \int_{R_\alpha(E_{\min})}^{R_\alpha(E_{\max})} \int_0^{\theta_c} \sin \theta \cos \theta dR_\alpha d\theta \quad (2-35)$$

E_{\min} et E_{\max} sont les limites des énergies détectées, $R_\alpha(E_{\min})$ et $R_\alpha(E_{\max})$ sont les parcours des particules α correspondant à ces énergies.

Les densités de traces D sont obtenues à l'aide du système automatique de comptage de traces présenté dans la figure 2-18. Pour remonter à l'activité, il est nécessaire de connaître

l'efficacité de détection ε (θ_c , E_α). Pour calculer cette efficacité, nous avons utilisé une méthode de calcul numérique basé sur l'intégration de l'équation (2-35) en fonction de l'angle θ_c et du parcours R_α .

Les études de la variation de θ en fonction de l'énergie de la particule α dans le CR39 et le LR115 nous ont permis de déduire des relations empiriques pour l'angle critique en fonction de l'énergie pour chaque détecteur. Les formes sont les suivantes :

$$\theta_c^{LR} = \sum_{i=0}^3 c_i E_\alpha^i \quad (2-36)$$

$$\theta_c^{CR} = \sum_{i=0}^3 d_i E_\alpha^i \quad (2-37)$$

Avec:

$$\begin{array}{llllll} c_0 = -108,22, & c_1 = 126,13, & c_2 = -30,69, & c_3 = 2,15 & \text{pour le LR115,} \\ d_0 = 38,81, & d_1 = 26,78, & d_2 = -7,28, & d_3 = 0,47 & \text{pour le CR39.} \end{array}$$

La relation entre le parcours R_α des particules α dans l'échantillon et leurs énergies E_α peuvent être décrite par l'équation :

$$R = \sum_{n=0}^2 a_n E_\alpha^n \quad (2-38)$$

Les coefficients a_0 , a_1 et a_3 sont déterminés à partir de l'ajustement de l'équation aux points énergie-parcours (E_α , R_α) fournis par le code SRIM [11] dans l'échantillon à analyser.

4.7. Lecture des DSTN

La lecture des détecteurs solides de traces nucléaires consiste dans des cas en un dénombrement des traces et dans d'autre cas en des mesures des dimensions de ces traces (diamètre, longueur,...) et l'étude de leurs textures. Les moyens de lecture sont nombreux mais le choix reste lié à la nature du détecteur, à l'étude faite par l'expérimentateur et aussi au matériel disponible.

En dépit du temps de lecture non négligeable qu'il demande le microscope reste l'outil le plus utilisé et ceci grâce à la précision qu'il apporte aux mesures effectuées. Toute fois, d'autres moyens récents et rapides sont mis en œuvre :

- Le compteur à étincelles
- L'analyseur d'image vidéo.

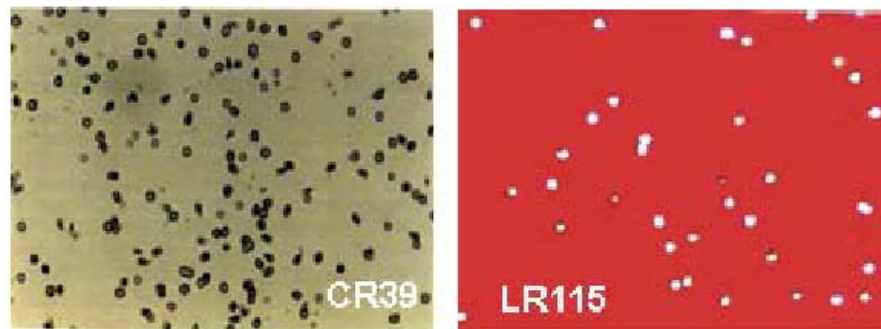


Figure 2-18 : Traces de particules α révélées dans les DSTN CR-39 et LR115

5. APPLICATIONS DES DSTN

Les Détecteurs Solides de Traces Nucléaires (DSTN) sont utilisés depuis les années 1960 dans des secteurs aussi variés que la géologie, la biologie, l'archéologie, science des matériaux, analyse élémentaire, géochronologie, cosmologie, la physique nucléaire, l'environnement, les prévisions volcaniques et sismiques par le suivi de l'émanation du radon ([43], [28]).

- Détection de fond librement des fragments de fission dans les doses élevées de des particules chargées par lumière, des rayons gamma et des neutrons.
 - L'étude du type rare de produits chargés lourds de réaction émis dans des réactions nucléaires
 - Employés dans la mesure de la constante d'affaiblissement spontanée de fission d'un certain nombre de nuclides lourds, et d'autres paramètres de grande importance en science nucléaire.
 - Mesure le dosage d'uranium et l'émanation du radon.
-

Chapitre 3 :

TECHNIQUES EXPERIMENTALES ET RESULTATS

1. INTRODUCTION

Dans la littérature, plusieurs méthodes actives et passives ont été développées pour mesurer le dosage d'uranium et l'émanation de radon et ses descendants, en utilisant les différents détecteurs de rayonnement :

- Détecteurs à semi-conducteur (GeLi), Si(Li)),
- Détecteurs solides de traces nucléaires (DSTN),
- chambres d'ionisation,
- Films photostimulables,
- fioles scintillantes.

2. ECHANTILLONS À ANALYSER

Dans ce travail, sept échantillons de diverses origines du territoire algérien ont été analysés. Il s'agit de :

- 1- Phosphate de Elouenza (Tebassa),
 - 2- Phosphate de Bordj gh'dir (Bordj Bouarrerij),
 - 3- Fer de Ain r'oua (Setif),
 - 4- Gypse de Radjas (Mila),
 - 5- Ciment de H'djar soude (Annaba),
 - 6- Sable de mer Oued z'hour (Jijel),
 - 7- Sable de sahara (Raggane),
-

On note que :

- Les trois premiers échantillons sont des minerais prélevés à partir des points d'extraction.
- Les deux dernières sont des échantillons du sol prélevées ; l'une à partir d'une plage et l'autre à partir du sol de ville de Reggane
- Ce qui concerne les échantillons du ciment et du gypse le prélèvement est réalisé à partir des sacs de ces produits.

3. TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Dans ce travail nous avons utilisé deux techniques pour déterminer la radioactivité dans des échantillons naturels, Premièrement, il s'agit d'utiliser des détecteurs solides de traces nucléaires de type (LR115 et CR39), en se basant sur la connaissance du pouvoir d'arrêt des particules alpha dans les échantillons étudiés et de l'efficacité de détection du détecteur. La seconde est la technique de spectrométrie γ qui représente une méthode d'analyse assez rapide qui ne nécessite pas de préparations particulières des échantillons et à l'avantage de ne pas requérir une séparation chimique. Elle est praticable sur des échantillons de dimensions relativement grandes et la détection se fait dans des conditions normales.

3.1 Mesure de la teneur en uranium et l'émanation du radon

Dans notre travail nous avons choisi deux types des DSTN de sensibilité très grande à l'énergie des particules alpha (LR115 et CR39). L'irradiation a été faite pendant 30 jours par contact autoradiographie, cette méthode consiste à mettre en contact direct environ de 20 gramme d'échantillon avec des détecteurs de $1,5 \times 1,5 \text{ cm}^2$ dans des enceintes cylindrique de 3 cm de diamètre et de 10 cm de hauteur (**Figure 3-1**). Après l'irradiation, ces détecteurs ont été développés par un traitement chimique selon les conditions citées dans le tableau **3-1**.

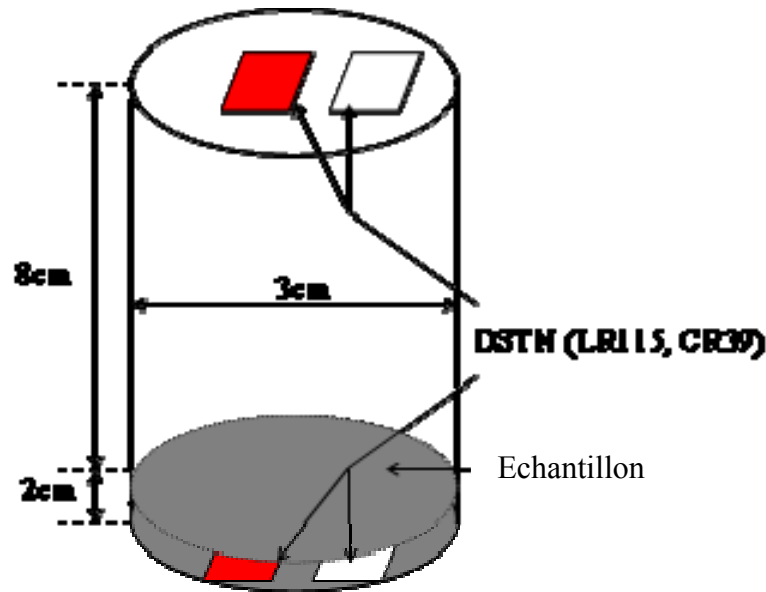


Figure 3-1 : Schéma de mesure du dosage de l'uranium et l'émanation du radon.

3.2 Développement chimique des DSTN

Lorsqu'un DSTN est irradié par des particules chargées (alpha), les traces latentes formées de diamètre de l'ordre de 10 nanomètres ne sont pas directement exploitables. Leur exploitation est rendue accessible grâce à un développement chimique qui transforme ces traces latentes à des traces observables (de diamètre de l'ordre de dizaine de microns). Plusieurs développements chimiques peuvent être utilisés : les solutions acides ou basiques sont les plus courantes utilisées. Dans le tableau 3-1 sont résumées les conditions de développement chimique utilisé.

Nature du détecteur	Solution Aqueuse NaOH	Temps de développement	Température du bain
LR115	2,5 N	2h	60°C
CR39	7 N	6h	70°C

Tableau (3-1) : Conditions de développement chimique du LR115 et CR 39.

Après le traitement chimique, le dénombrement de traces sur chaque détecteur a été déterminé à l'aide d'un microscope optique ordinaire.

3.3 Expression de la densité des traces

La densité des traces est le nombre de traces enregistrées sur le détecteur DSTN divisé par la surface de ce dernier et par le temps d'irradiation. Donc la densité des traces (D) dans un DSTN de surface (S) exposé pendant un temps (t) est donnée par la relation suivante :

$$D = \frac{N(\text{trace})}{S(m^2) * t(s)} \quad (3-1)$$

N : Le nombre des traces des particules alpha émises.

La **figure 3-2** représente la proportionnalité entre le nombre de traces par cm^2 et le temps d'exposition par heure (h).

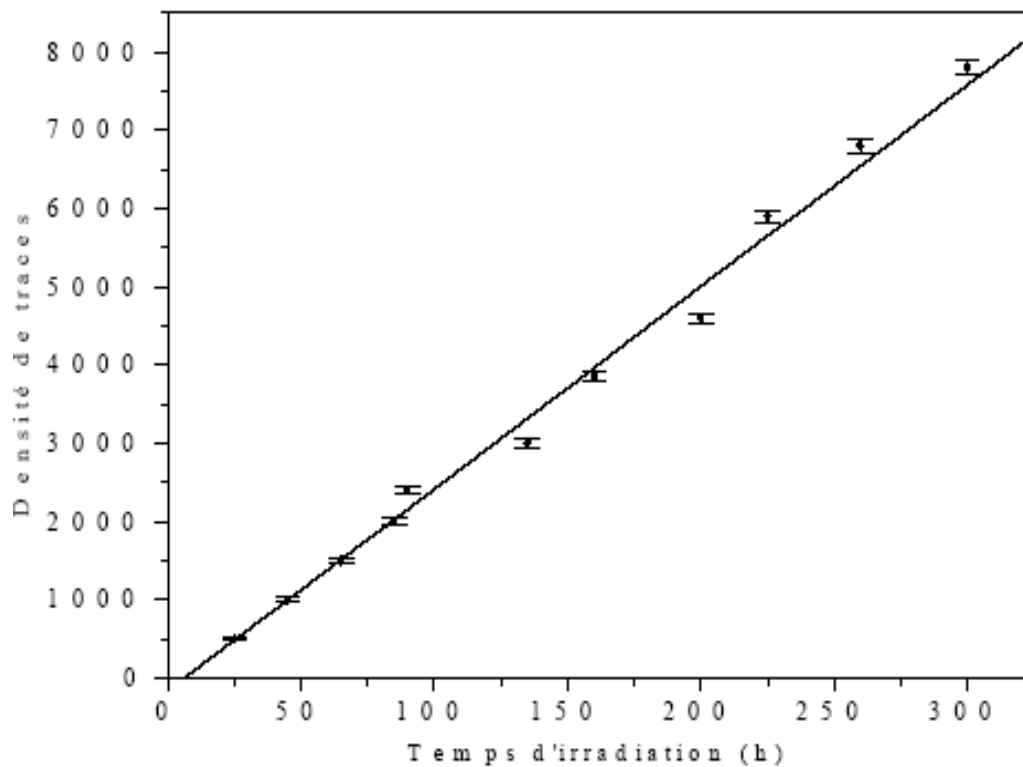


Figure 3-2 : Variation de la densité de traces alpha dans le LR115 en fonction du temps d'irradiation.

3.4. Calcul numérique de l'efficacité de détection

Pour chaque sorte de détecteur et conditions de développement, l'efficacité de détection dépend de la variation de l'angle critique d'enregistrement θ_c en fonction de l'énergie. Pour remonter à l'activité, il est nécessaire de connaître l'efficacité de détection $\epsilon(\theta_c, E_\alpha)$ ([44], [41]). Pour calculer cette efficacité, nous avons utilisé une méthode de calcul

numérique basée sur l'intégration de l'équation (2-35) en fonction de l'angle θ_c et du parcours R_α .

La relation entre le parcours R_α des particules α dans l'échantillon et leurs énergies E_α peuvent être décrite par l'équation :

$$R_\alpha = aE_\alpha^2 + bE_\alpha + c \quad (3-2)$$

où a , b et c sont les coefficients déterminés par l'ajustement des points énergie-parcours (E_α, R_α) [11] dans l'échantillon à analyser.

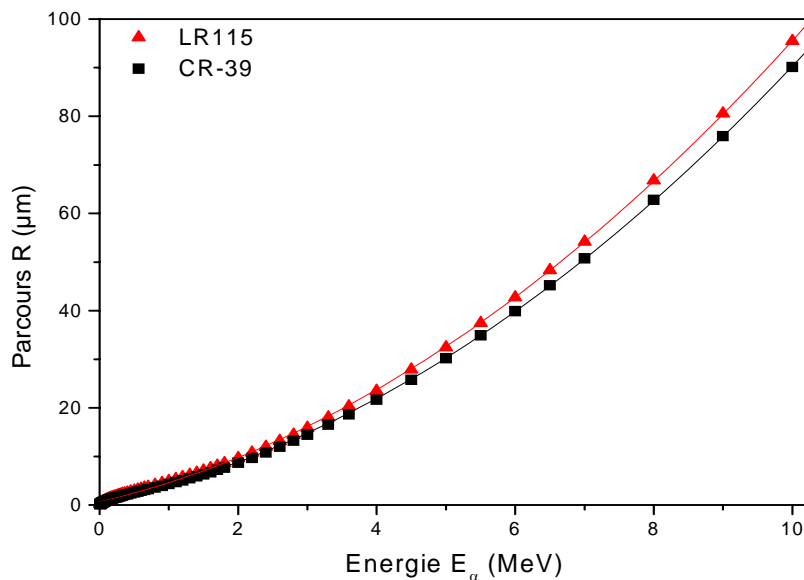


Figure 3-3 : Parcours des particules α dans le LR115 et CR39 en fonction de leurs énergies.

Après l'intégration numérique de $\varepsilon(\theta_c, E_\alpha)$, la densité sera donnée pour le LR115 et CR39 ([42], [40]) :

Pour les LR115 : $D^{LR} = \varepsilon_{LR} A = (2,518 a + 0,413 b) A \quad (3-3)$

Pour les CR 39 : $D^{CR} = \varepsilon_{CR} A = (5,578 a + 0,904 b) A \quad (3-4)$

D^{LR} et D^{CR} sont les densités de traces exprimées en nombre de traces par $\text{m}^2 \cdot \text{s}$, A est l'activité de l'échantillon en Bq/m^3 , R_α est exprimé en m.

Dans le tableau (3-2) sont donnés les coefficients a et b ainsi que les valeurs de l'efficacité de détection dans le LR115 et CR39, pour les énergies des particules α dans l'air, phosphate, gypse, ciment et dans le fer. Pour les calculs nous avons pris pour la densité des phosphates la densité apparente de $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6\text{F}_2$ dans des échantillons naturels, soit $\rho = 1,6 \text{ g/cm}^3$. On suppose que la formule chimique du ciment est $(\text{CaO}, \text{SiO}_2, \text{Al}_2\text{O}_3)$, soit $\rho = 3,1 \text{ g/cm}^3$ et la formule de minerai du fer est (Fe_3O_4) , soit $\rho = 4,1 \text{ g/cm}^3$.

Échantillon	a (m)	b (m)	$\epsilon_{\text{LR}} (\text{tr/m}^2 \cdot \text{s}) \cdot (\text{Bq} \cdot \text{m}^{-3})^{-1}$	$\epsilon_{\text{CR}} (\text{tr/m}^2 \cdot \text{s}) \cdot (\text{Bq} \cdot \text{m}^{-3})^{-1}$
air	$0,762 \times 10^{-3}$	$2,577 \times 10^{-3}$	$2,983 \times 10^{-3}$	$6,580 \times 10^{-3}$
Phosphate	$0,650 \times 10^{-6}$	$3,130 \times 10^{-6}$	$2,550 \times 10^{-6}$	$6,640 \times 10^{-6}$
Ciment	$0,424 \times 10^{-6}$	$0,426 \times 10^{-6}$	$1,244 \times 10^{-6}$	$2,750 \times 10^{-6}$
Minerai du fer	$0,267 \times 10^{-6}$	$1,068 \times 10^{-6}$	$1,336 \times 10^{-6}$	$2,455 \times 10^{-6}$

Tableau (3-2) : Coefficients a et b déterminés à partir des parcours fournis par le logiciel SRIM et efficacité de détection ϵ de LR115 et CR39.

4. RESULTATS ET DISCUSSION

4.1. Mesure de teneur en uranium

Après le développement des DSTN irradié par les échantillons suivis d'une lecture manuelle pour déterminer le nombre de traces enregistrées sur le détecteur; la densité de traces est calculée selon l'équation (3-1), les activités sont déterminées selon les formules (3-3, 3-4).

Dans les tableaux suivants sont regroupées des densités de traces pour les sept échantillons, et les activités spécifiques de ^{238}U calculées à l'aide des efficacités de détection du détecteur.

Echantillon	Densité D^{LR} (trace/cm ² .s)	Activité A (Bq/Kg)
E1	25 ± 2	748±73
E2	31 ± 3	954± 82
E3	32 ± 3	969± 83
E4	31 ± 3	961± 83
Moyenne	30 ± 3	890 ± 80

Tableau (3-3) : Les activités spécifiques de ²³⁸U dans le phosphate Elouenza

Echantillon	Densité D^{LR} (trace/cm ² .s)	Activité A (Bq/Kg)
E1	20 ± 2	605± 66
E2	22 ± 2	669 ± 69
E3	23 ± 2	684± 70
E4	22 ± 2	669± 69
Moyenne	22 ± 2	655± 68

Tableau (3-4) : Les activités spécifiques de ²³⁸U dans l'échantillon phosphate de Bordj gh'dir.

Echantillon	Densité D^{LR} (trace/cm ² .s)	Activité A (Bq/Kg)
E1	3 ± 1	86±25
E2	3 ± 1	93±26
E3	2 ± 1	71±23
E4	2 ± 1	79±24
Moyenne	3 ± 1	86±25

Tableau (3-5) : Les activités spécifiques de ²³⁸U dans l'échantillon sable de mer «Oued z'hor»

Echantillon	Densité D^{LR} (trace/cm ² .s)	Activité A (Bq/Kg)
E1	1 ± 0,5	28±14
E2	1 ± 0,6	43±17
E3	1 ± 0,5	14±10
E4	1 ± 0,6	21±12
Moyenne	1 ± 0,6	28±14

Tableau (3-6) : Les activités spécifiques de ²³⁸U dans l'échantillon du gypse

Echantillon	Densité D^{LR} (trace/cm ² .s)	Activité A (Bq/Kg)
E1	15 ± 2	358±44
E2	17 ± 2	391±46
E3	17 ± 2	385±46
E4	18 ± 2	412±47
Moyenne	17 ± 2	385±46

Tableau (3-7): Les activités spécifiques de ²³⁸U dans l'échantillon du fer.

Echantillon	Densité D^{LR} (trace/cm ² .s)	Activité A (Bq/Kg)
E1	1 ± 0,5	48±19
E2	1 ± 0,6	48±19
E3	1 ± 0,5	40±18
E4	1 ± 0,5	32±16
Moyenne	1 ± 0,5	40±18

Tableau (3-8) : Les activités spécifiques de ²³⁸U dans l'échantillon du ciment.

Echantillon	Densité D^{LR} (trace/cm ² .s)	Activité A (Bq/Kg)
E1	1 ± 0,4	22 ±12
E2	1 ± 0,5	36±16
E3	1 ± 0,4	22 ±12
E4	1 ± 0,5	29 ±14
Moyenne	1 ± 0,5	30 ±14

Tableau (3-9) : Les activités spécifiques de ²³⁸U dans l'échantillon du sol de Reggane.

Echantillon	Densité D^{CR} (trace/cm ² .s)	Activité A (Bq/Kg)
E1	5 ± 1	71±15
E2	3 ± 1	39±11
E3	6 ± 1	84±16
E4	5 ± 1	68±15
Moyenne	5 ± 1	65±14

Tableau (3-10) : Les activités spécifiques de ^{238}U dans l'échantillon du sable de Reggane. (En utilisant CR39)

4.2 Mesure de l'émanation de radon

Les techniques de mesure du radon et ses descendants pouvant être utilisées, dépendent en grand parti des domaines d'applications (mines, environnement, habitation, locaux recevant de public...). Dans notre cas on utilise la méthode de non contact auto radiographique basée sur les détecteurs solides de traces nucléaires. Ces détecteurs (LR115 ou CR39) sont exposés pendant 30 jours dans des enceintes cylindriques de 3 cm de diamètre et 10 cm de longueur aux 20 gramme d'échantillon (**figure 3-1**).

Les densités de traces du radon sont déterminées en utilisant la relation **(3-1)** Les activités volumiques sont déterminées selon les formules **(3-3, 3-4)** et les valeurs reportées dans les tableaux ci-dessous. Les résultats obtenus sont regroupés dans les tableaux suivants :

Echantillon	Densité D^{LR} (trace/cm ² .s)	Activité A (Bq/m ³)
E1	7 ± 1	2355 ± 430
E2	10 ± 2	3533 ± 527
E3	7 ± 1	2355 ± 430
E4	7 ± 1	2355 ± 430
Moyenne	8±1	2669 ± 458

Tableau (3-11): les activités volumiques du radon dans le phosphate Elouenza.

Echantillon	Densité D^{LR} (trace/cm ² .s)	Activité A (Bq/m ³)
E1	4±1	1335±324
E2	3±1	1021±283
E3	4±1	1256±314
E4	3±1	942±272
Moyenne	3±1	1178±304

Tableau (3-12) : les activités volumiques du radon dans du phosphate de Bordj gh'dir.

Echantillon	Densité D^{LR} (trace/cm ² .s)	Activité A (Bq/m ³)
E1	2 ± 0,6	380±144
E2	3 ± 0, 8	597±180
E3	1 ± 0,6	327±133
E4	1 ± 0,6	327±133
Moyenne	2 ± 0,7	433±153

Tableau (3-13) : les activités volumiques du radon dans l'échantillon du fer.

Echantillon	Densité D^{LR} (trace/cm ² .s)	Activité A (Bq/m ³)
E1	2 ± 0,8	785 ± 248
E2	2 ± 0,7	707 ± 236
E3	3 ± 0,8	942 ± 271
E4	2 ± 0,7	628 ± 222
Moyenne	2 ± 0,8	785 ± 248

Tableau (3-14) : les activités volumiques du radon dans l'échantillon du gypse.

Echantillon	Densité D^{LR} (trace/cm ² .s)	Activité A (Bq/m ³)
E1	3 ± 1	1021 ± 283
E2	4 ± 1	1099 ± 294
E3	2 ± 0,7	628 ± 222
E4	1 ± 0,5	393 ± 176
Moyenne	3 ± 1	864 ± 260

Tableau (3-15) : les activités volumiques du radon dans l'échantillon du sable de mer.

Echantillon	Densité D^{LR} (trace/cm ² .s)	Activité A (Bq/m ³)
E1	2 ± 0,6	554±209
E2	2 ± 0,7	632±223
E3	2 ± 0,6	554±209
E4	2 ± 0,7	713±238
Moyenne	2 ± 0,7	632±223

Tableau (3-16) : les activités volumiques du radon dans l'échantillon du ciment.

Echantillon	Densité D^{LR} (trace/cm ² .s)	Activité A (Bq/m ³)
E1	0,3 ± 0,2	100 ±70
E2	1 ± 0,4	234 ±130
E3	0,5 ± 0,3	160 ±100
E4	0,5± 0,3	160 ±100
Moyenne	0,5 ± 0,3	160 ±100

Tableau (3-17) : Les activités spécifiques du radon dans l'échantillon du sol de Reggane.

Echantillon	Densité D^{CR} (trace/cm ² .s)	Activité A (Bq/m ³)
E1	2 ± 0,7	285±101
E2	2 ± 0,7	285±101
E3	3 ± 0,7	356±113
E4	2 ± 0,6	214±87
Moyenne	2 ± 0,7	285±101

Tableau (3-18) : les activités volumiques du radon dans l'échantillon du sol de Reggane. (En utilisant CR39)

5. ANALYSE PAR SPECTROMETRIE γ

Pour évaluer les concentrations de ^{238}U déterminées par les DSTN, nous les avons mesurées par spectrométrie γ . C'est une méthode d'analyse assez rapide qui ne nécessite pas de préparations particulières des échantillons et a l'avantage de ne pas requérir une séparation chimique. Elle est praticable sur des échantillons de dimensions relativement grandes et la détection se fait dans des conditions normales. Dans cette partie, nous présentons le mode opératoire de la mesure de l'activité des radioéléments dans un échantillon de phosphate par cette méthode.

Le dispositif expérimental utilisé pour la détection des rayonnements gamma est une chaîne spectrométrique constituée d'un détecteur Germanium de haute pureté auquel est associé un ensemble de modules électroniques permettant la mise en forme des impulsions, l'amplification et la mise en mémoire des impulsions délivrées lors du passage de ces rayonnements à travers le détecteur. Les analyses des spectres γ ont été effectuées à l'aide d'un logiciel de dépouillement automatique Génie-2000 permettant de donner directement l'activité massique de chaque radioélément présent dans l'échantillon. Il est noté que, afin de réduire le bruit de fond de la radioactivité ambiante au cours de l'acquisition, le détecteur est placé dans un château de plomb. Nous avons analysé un échantillon de phosphate de Bordj gh'dir conditionné en SG50 ou la masse est égale 78,5 g, dans un conteneur de forme cylindrique (50 mL) la même géométrie utilisée pour phosphate de Elouenza mais sa masse égale 40,3 g dans la même géométrie; ce qui concerne l'échantillon du sol on a pratiqué deux géométries SG50 et SG500 pour la dernière la masse égale 972,5 g dans un conteneur de forme cylindrique (500 mL). Pour tenir en compte du bruit de fond au cours du comptage, la même capsule, remplie d'eau déminéralisée, a été analysée dans les mêmes conditions de volume et géométrie.

5.1 Présentation des spectres

Le spectre gamma est un histogramme, représentant le nombre des rayons γ comptés en fonction de leurs énergies. Une fois la détection réalisée, le spectre obtenu, représente des pics représentant des niveaux d'énergies spécifiques, de chaque décroissance radioactive enregistrée. Ce spectre doit être analysé qualitativement, c'est à dire, on détermine à partir des pics du spectre, les éléments radioactifs présents, et quantitativement, en mesurant la concentration et l'activité relative de chacun de ces radioéléments. **Les figures (3-4, 3-5, 3-6,**

et 3-9), présentent les spectres des rayonnements γ émis par l'échantillon du sol et par les deux échantillons des phosphates.

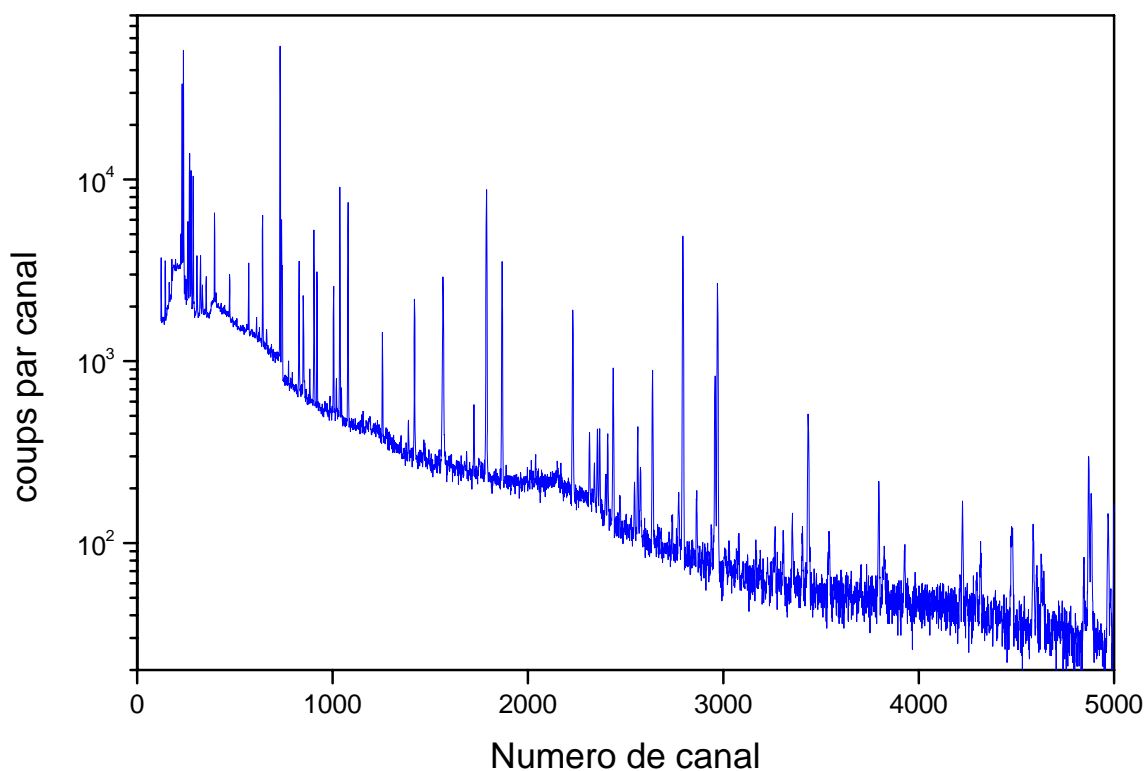


Figure 3-4 : Spectre des rayonnements γ émis par l'échantillon du Phosphate Elouenza.

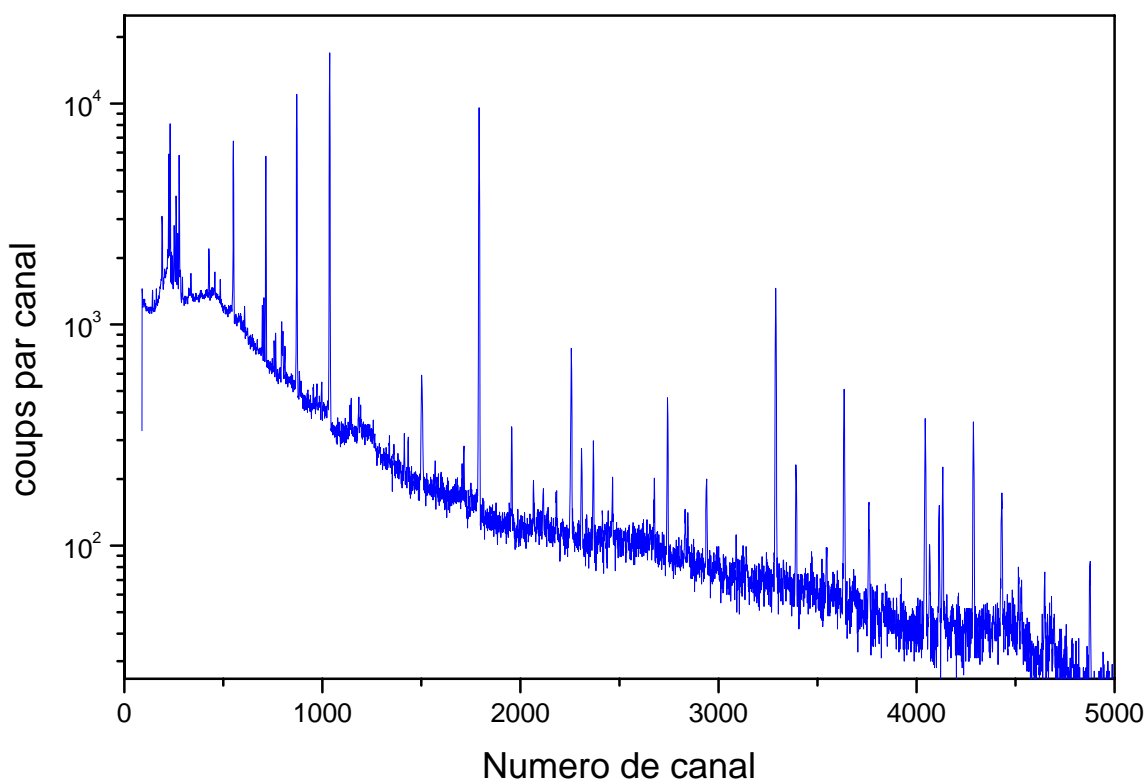


Figure 3-5 : Spectre des rayonnements γ émis par l'échantillon du phosphate Bordj gh'dir

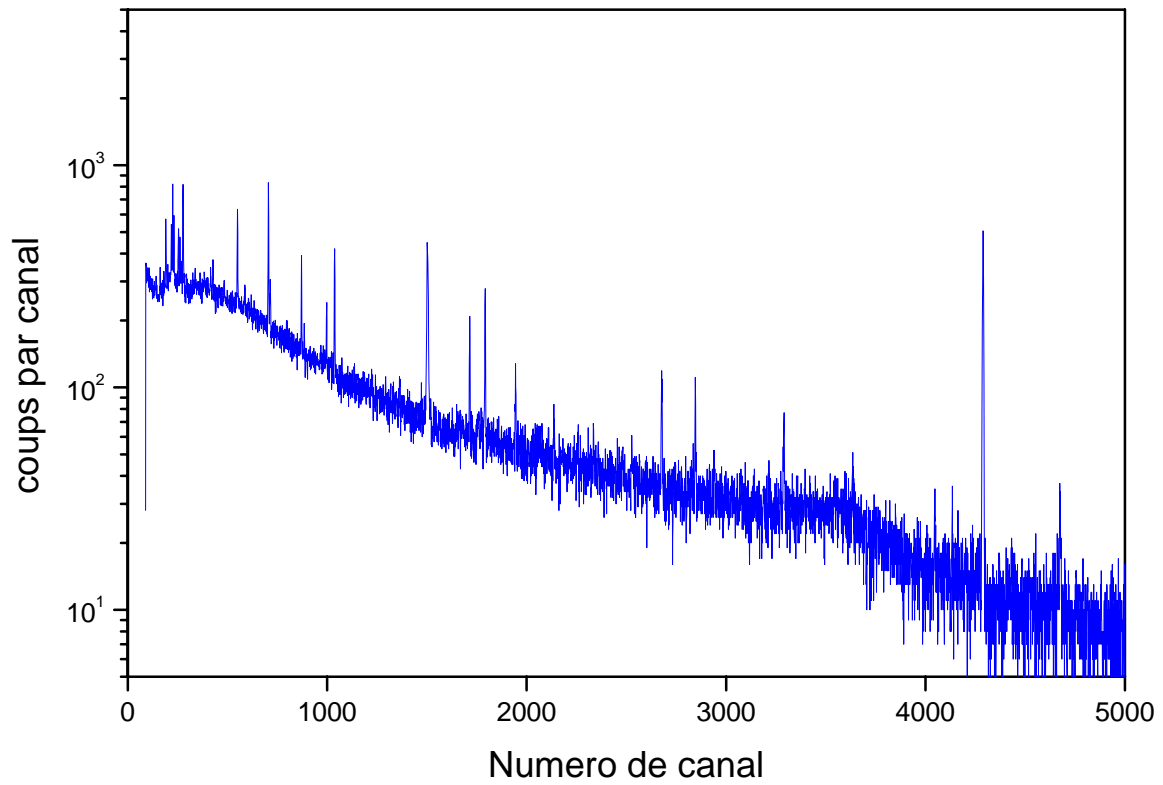


Figure 3-6 : Spectre des rayonnements γ émis par l'échantillon du sol (SG50)

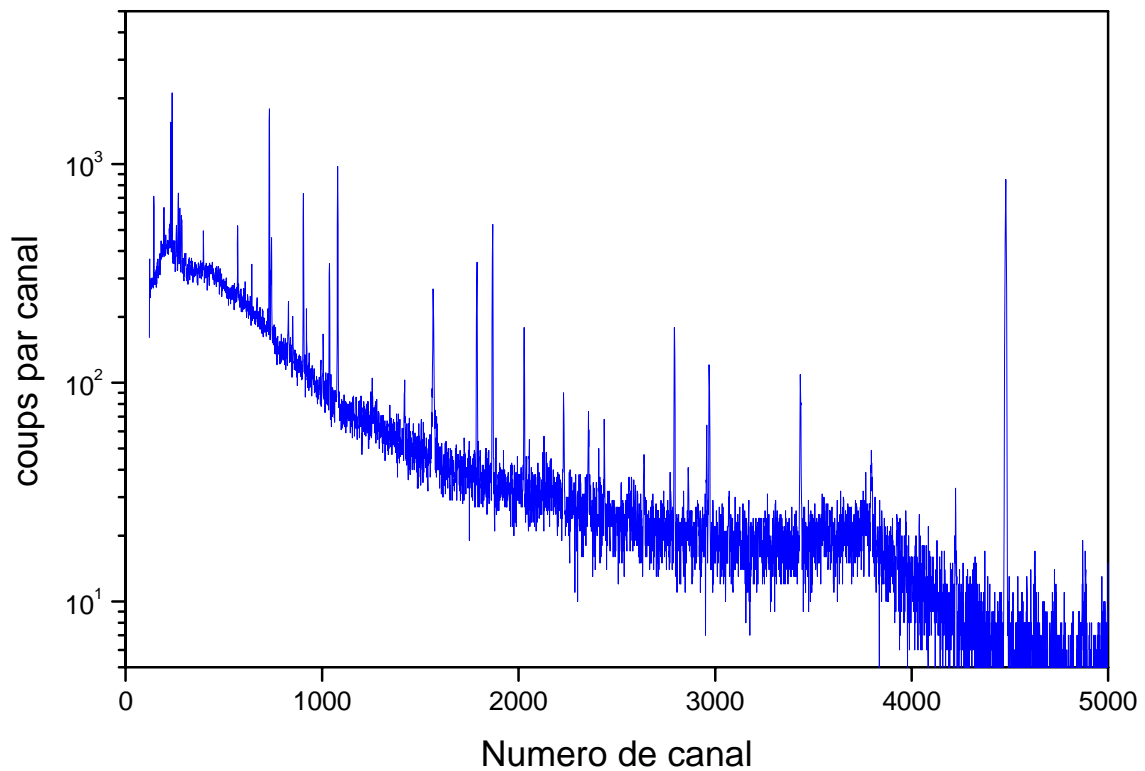


Figure 3-7 : Spectre des rayonnements γ émis par l'échantillon du sol (SG500)

5.2 Analyse des spectres

Le dépouillement des spectres obtenus à partir de l'échantillon de phosphate et du sol est réalisé à l'aide du logiciel Génie – 2000, qui calcule l'activité massique de chaque radioélément dans l'échantillon. Les familles radioactives naturelles auxquelles on s'intéresse sont celles du ^{238}U et ^{235}U ainsi que ^{232}Th . Les teneurs en ^{238}U sont déterminées à partir des raies de 1001 keV de $^{234\text{m}}\text{Pa}$, descendant direct de ^{238}U . Dans les tableaux (3-19, 3-20 et 3-21), on regroupe les radioéléments identifiés ainsi que leurs activités spécifiques en Bq/Kg.

5.3 Tableaux des résultats

Phosphate – Elouenza :

Nuclide	Energie (kev)	Activité (Bq/kg)	Moyenne (Bq/kg)	Origine
K-40	1460,8	$234,0 \pm 28$	$234,0 \pm 28$	Ecorce terrestre
Pb-210	46,5	$143,6 \pm 27$	$202,4 \pm 21$	U-238
Bi-214	609,3	$202,8 \pm 10$		
Pb-214	351,2	$200,3 \pm 11$		
Ra-226	168,2	$278,7 \pm 35$		
Tl-208	583,2	$701,0 \pm 35$	$793,3 \pm 45$	Th -232
Bi-212	727,3	$786,9 \pm 41$		
Ra-224	296,5	$825,5 \pm 69$		
Ac-228	911,2	$859,9 \pm 35$		
U-235	143,8	$17,5 \pm 2$	$17,5 \pm 2$	U-235

Tableau (3-19) : Activités spécifiques d'échantillon du phosphate Elouenza.

Sol de Reggane :

Nuclide	Energie (kev)	Activité (Bq/kg)	Moyenne (Bq/kg)	Origine
K-40	1460,8	119,6±14	119,6±14	Ecorce terrestre
Cs-137	661,6	0,9±0,2	0,9±0,2	Radio artificiel
Rb-210	46,5	8,4±2	7,1±1,4	U-238
Bi-214	609,3	5,3±0,6		
Pb-214	351,2	5,3±0,7		
Ra-226	168,2	9,3±1,6		
Tl-208	583,2	4,5±0,7	4,9±1	Th-232
Bi-212	727,2	6,4±2		
Pb-212	238,2	4,8±0,6		
Ra-224	296,5	3,8±0,9		
Ac-228	991,2	5±0,6		
U-235	143,8	0,6±0,1	0,6±0,1	U-235

*Tableau (3-20) : Activités spécifiques d'échantillon du sol de Reggane.***Phosphate de Bordj gh'dir :**

Nuclide	Energie (kev)	Activité (Bq/kg)	Moyenne (Bq/kg)	Origine
K-40	1460,8	29±17	29±17	Ecorce terrestre
Pb-210	46,5	240,7±138	396±82	U-238
Bi-214	609,3	424,6±18		
Pb-214	351,2	445,6±23		
Ra-226	168,2	415±110		
Pa-234m	1001,0	569±133		
Th-234	63,3	283,8±72		
Rn-219	271,2	20,9±3	24±5	U-235
Ra-223	269,5	24,9±9		
Th-227	236,0	20,9±3		
U-235	143,8	28,3±5		
Tl-208	583,2	4,9±1,8	5,6±1,3	Th-232
Pb-212	271,2	6,4 ±0,9		

Tableau (3-21) : Activités spécifiques d'échantillon du phosphate de Bordj gh'dir.

6. DISCUSSION

6.1 Tableaux de comparaison

Elément Phosphate	Radon (Bq/m ³)	Uranium (Bq/kg)
Elouenza	2669 ± 458	890 ± 80
Bordj gh' dir	1178 ± 304	655 ± 68

Tableau (3-22) : Comparaison entre les activités des échantillons du phosphate.

Elément Détecteur	Radon (Bq/m ³)	Uranium (Bq/kg)
LR115	160 ± 100	30 ± 14
CR39	285 ± 101	65 ± 14

Tableau (3-23) : Comparaison entre les activités des échantillons du sol de Reggane.

Echantillon Elément	Phos Bordj gh'dir	Phos Elouenza	Sol-Reggane
K-40	30 ± 17 (LD : 30 Bq/kg)	234 ± 28 (LD : 35 Bq/kg)	120 ± 15 (LD : 9 Bq/kg)
Ra-226	415 ± 110 (LD : 46 Bq/kg)	280 ± 35 (LD : 31 Bq/kg)	10 ± 2 (LD : 4 Bq/kg)
Ac-228	(< LD : 6 Bq/kg)	860 ± 35 (LD : 28 Bq/kg)	5 ± 1 (LD : 2 Bq/kg)
U-235	28 ± 6 (LD : 12 Bq/kg) a 144 kev	18 ± 2 (LD : 18 Bq/kg) a 163 kev	0,9 ± 0,1 (LD : 2 Bq/kg) a 163 kev
Cs-137	< LD : 1,5 (Bq/kg)	< LD : 2 (Bq/kg)	0.9 ± 0,2 (Bq/kg) (LD : 0,3 Bq/kg)

Tableau (3-24) : Comparaison entre les activités de quelques éléments
(Spectrométrie gamma).

Tableau (3-25) : teneurs en radioélément identifiées dans phosphate Elouenza (phos 1) et Bordj gh'dir (phos2) [En Bq/Kg].

Echantillon	U-235	Th-227	Ra-223	Rn-219
Phos 1	17,5 ± 2	<	<	<
Phos 2	28,3 ± 5	20,9 ± 3	24,9 ± 9	20,9 ± 3

Tableau (3-25a) : famille de ^{235}U .

Echantillon	Pb-210	Bi-214	Pb-214	Ra-226	Pa-234m	Th-234
Phos 1	143,6 ± 27	202,8 ± 10	200,3 ± 11	278,7 ± 35	<	<
Phos 2	240,7 ± 138	424,6 ± 18	445,6 ± 23	415 ± 110	569 ± 133	283,8 ± 72

Tableau (3-25b) : famille de ^{238}U .

Echantillon	Tl-208	Bi-212	Ra-224	Ac-228
Phos 1	701,0 ± 35	786,9 ± 41	825,5 ± 69	859,9 ± 35
Phos 2	4,9 ± 1,8	6,4 ± 0,9	<	<

Tableau (3-25c) : famille de ^{232}Th .

Echantillon	Spectrométrie gamma	LR115	CR39
Phos 1	202 ± 21	890 ± 80	-
Phos 2	396 ± 82	655 ± 68	-
Sol -Reggane	7 ± 1	30 ± 14	65 ± 14

Tableau (3-26) : Les activités spécifiques de ^{238}U en utilisant différentes méthodes (en Bq/kg).

6.2 Analyse et interprétation

Analyse par les DSTN

L'analyse des résultats obtenus par les DSTN montre que les activités spécifiques du dosage de l'uranium par le contact autoradiographique sont en bon accord avec ceux des travaux antérieurs. La valeur moyenne a été évaluée à 890 ± 80 Bq/kg pour l'échantillon de phosphate de Elouenza et celle de l'échantillon de Bordj gh'dir était 655 ± 68 Bq/kg. Les valeurs trouvés (échantillons de phosphates) sont en accord avec celles obtenues par d'autres auteurs ([45], [4], [46]) ; pour l'échantillon de fer les mesures nous donne une activité égale à 385 ± 46 Bq/kg le ciment nous donne 40 ± 18 Bq/kg ; le gypse nous donne 28 ± 14 Bq/kg, on

termine par l'échantillon de la plage qui nous donne 86 ± 25 Bq/kg. Pour l'émanation du radon nous avons mesurés des activités volumiques moyennes : 2669 ± 458 Bq/m³ pour le phosphate (Elouenza) et 1178 ± 304 Bq/m³ pour le phosphate de Bordj Gh'dir ces valeurs sont en bonne concordance avec celles trouvés dans la littérature ([45], [4], [46]). L'échantillon de fer nous donne une activité volumique de l'émanation de radon égale à 433 ± 153 Bq/m³; pour le ciment on a trouvé 632 ± 223 Bq/m³. Concernant l'échantillon de gypse 785 ± 248 Bq/m³, on termine par l'échantillon de plage 864 ± 260 Bq/m³. Les valeurs trouvées (contenu en uranium ou émanation du radon) pour les matériaux de constructions sont en bonne concordance avec celles trouvées par d'autres auteurs [47].

Concernant l'échantillon du sol de Reggane, dans le tableau (3-23) on résume les résultats trouvés en utilisant deux types de détecteur plastique différent et on a trouvés pour le premier type de détecteur (LR115) une activité de uranium égale à 30 ± 14 Bq/kg, et 160 ± 100 Bq/m³ pour l'émanation du radon. Et pour l'autre (CR39) 65 ± 14 Bq/kg de l'uranium et 285 ± 101 Bq/m³ de l'émanation de radon. On peut conclut que la sensibilité de deuxième détecteurs est plus grande donc une gamme d'énergie large.

L'analyse par DSTN des échantillons du phosphate de deux origines différentes le (tableau ci-dessus 3-22) nous montre que les activités de l'échantillon d'Elouenza sont plus importantes pour les deux éléments mesurés par rapport au échantillon de Bordj Gh'dir.

Analyse par spectrométrie GAMMA

D'après l'analyse qualitative des spectres obtenus pour les deux échantillons de phosphate, on constate la présence des trois familles radioactives naturelles, Uranium-238 (Pb-210, Bi-214, Pb-214, Ra-226, Th-234, Pa-234m); Uranium-235 (Th-227, Ra-223, Rn-119 et U-235) et Thorium-232 (Bi-212, Pb-212, Ac-228, Ra-224, Tl-208), avec une présence de l'élément primordial le Potassium-40 dans les trois spectres. On constate l'absence également de tous les radioéléments naturels d'origine cosmique comme le Béryllium-7, le Sodium-22 etc. Cette absence peut être expliquée par leurs faibles concentrations dans les échantillons et leurs faibles demi-vies. Leurs gammas n'arrivent pas à émerger du bruit de fond.

Dans les échantillons du phosphate on constate l'absence des radioéléments artificiels, le contraire pour l'échantillon du sol de Reggane, l'élément de césium (Cs-137) présente une activité très petite de l'ordre de 1 Bq/kg, qui est considérée négligeable devant les autres activités des éléments identifiées. Et l'analyse qualitative de spectre de sol de Reggane nous

montre la présence des éléments suivants Uranium-238 (Pb-210, Bi-214, Pb-214, Ra-226) ; Uranium-235 (U-235) et Thorium-232 (Bi-212, Pb-212, Ac-228, Ra-224, Tl-208), et l'élément primordial K-40.

Ce qui concerne le tableau (3-24) qui résume les activités de quelques éléments (Ac-228, Ra-226, K-40, Cs-137) mesurés par spectrométrie gamma on a trouvé pour K-40 une activité proche de 30 Bq/kg pour l'échantillon de Bordj Gh'dir; l'échantillon de Elouenza nous donne 234 Bq/kg ; par contre on trouve que pour l'échantillon du sol donne 120 Bq/kg.

En suite pour le deuxième élément Ra-226 l'échantillon de Bordj gh'dir nous donne une activité de l'ordre de 420 Bq/kg et une activité de leur descendant égale a 430 Bq/kg. dans leur descendant on remarque la présence de Pa-234m qui a la même activité que U-235 (570 Bq/kg). L'échantillon de Elouenza nous donne une activité de radium égale a 280 Bq/kg et environ 200 Bq/kg pour leur descendants. L'échantillon du sol nous donne une activité de radium-226 proche de 10 Bq/kg et 6 Bq/kg pour leurs descendants.

On parle également sur le Ac-228 qu'est l'indicateur de l'activité Th-232, on a pour l'échantillon de Bordj gh'dir une activité inférieure au LD et une activité égale a 7 Bq/kg pour leur descendants ; concernant l'échantillon de Elouenza l'activité de l'Ac-228 est égale a 860 Bq/kg et pour leur descendants 760 Bq/kg; l'activité de l'Ac-228 dans l'échantillon du sol égale a 5 Bq/kg et leur descendants présente une activité proche de 5 Bq/kg.

On termine cette comparaison par l'activité de Cs-137, on remarque l'absence de cet élément artificiel dans les deux échantillons de phosphates et pour l'échantillon du sol donne une activité de l'ordre de 1 Bq/kg.

A partir des éléments radioactifs identifiés dans les échantillons des phosphates et du sol de Reggane, on remarque que les activités spécifiques des descendants de la famille de l'uranium sont plus importantes par rapport à celles du thorium dans l'échantillon de Bordj gh'dir au contraire l'activité de la famille de thorium plus importante par rapport au famille de l'uranium dans l'échantillon de Elouenza (tableau 3-25) ; celle du sol donne des résultats différents les activités sont presque proches. Le but de cette étude est de savoir la teneur des radioéléments dans des échantillons naturels, et surtout dans les minerais de phosphates ainsi que dans l'échantillon du sol.

Concernant l'analyse quantitative nous avons trouvés des valeurs différentes des trois échantillons. Elles ont été pour la famille ^{238}U (352 Bq/kg), ^{235}U (20 Bq/kg) et celle du ^{232}Th (790 Bq/kg) pour le phosphate Elouenza et pour le phosphate de Bordj gh'dir ^{238}U (400 Bq/kg), ^{235}U (29 Bq/kg) et celle du ^{232}Th (8 Bq/kg). On remarque que pour l'échantillon du sol, des faibles concentrations sont mesurées ^{238}U (8 Bq/kg), ^{235}U (1 Bq/kg) et celle du ^{232}Th (6 Bq/kg). La concentration du thorium est pratiquement équivalente à celle de l'uranium dans l'échantillon du sol.

- D'après le Prof. Dr. Hansruedi Völkle (Swiss Federal Office of Public Health) [48] et [49], les activités normales du sol sont pour le potassium-40 : 100 à 700 Bq/kg (dans notre échantillon 120 Bq/kg), pour la famille de l'uranium-238 et du thorium-232 entre 20 et 50 Bq/kg (dans notre échantillon 15 Bq/kg). Pour l'échantillon du sol les valeurs obtenues sont en bon accord avec cette gamme avec une légère différence. Les valeurs trouvées de spectrométrie gamma pour le phosphate sont en bonne accord avec d'autre travaux ([45], [50], [51]) Par contre celles des échantillons des phosphates sont plus élevées ce qui explique la concentration plus importante des familles radioactives naturelles dans les phosphates.
- Finalement on peut note que les traces des particules α révélées par les DSTN sont des particules provient des trois familles radioactives. En effet, la somme des activités spécifiques de U-238, Th-232 et U-235 mesurées par spectrométrie gamma est égale à l'activité spécifique mesurée par les DSTN.

Conclusion

L'exploitation de certaines mines (uranifère, thorifère,...), contribue à la dispersion des radio-isotopes naturels. Les émetteurs alpha des familles radioactives et en particulier le radon ^{222}Rn sont aujourd'hui considérés comme la source principale d'exposition aux rayonnements naturels. Présents dans l'atmosphère avec leurs descendants solides, fixés ou non sur des aérosols atmosphériques, cancérigènes, ils peuvent être inhalés et se fixer dans l'arbre broncho-pulmonaire. Le suivi et l'étude des pollutions de ces éléments radioactives représentent un problème de santé mondiale. Dans ce cadre nous nous sommes intéressés à l'étude qualitativement et quantitativement de la radioactivité de l'environnement et particulièrement d'origine naturelle.

La dosimétrie alpha basée sur l'utilisation des détecteurs solides de traces nucléaires (DSTN) trouve actuellement plusieurs applications pratiques dans le domaine des analyses et mesures de radioactivité (radioprotection des mineurs dans les mines d'uranium, prospection de l'uranium, suivi de l'émanation du radon ...).

Notre travail a pour but de déterminer qualitativement et quantitativement la radioactivité de l'environnement et particulièrement celle d'origine naturelle et de comparer les résultats trouvés en utilisant deux méthodes. Nous avons utilisé pour cela une technique d'analyse basée sur le calcul des probabilités d'enregistrement des particules alpha dans les DSTN, l'autre la spectrométrie gamma. Cette dernière est considérée comme étant une technique très puissante pour déterminer l'activité spécifique de chaque radionucléide naturel ou artificiel. Les teneurs obtenus de l'uranium et radon ont été confrontés avec celles obtenus par d'autres auteurs soit la même origine de l'échantillon ou différente.

Concernant les mesures de la radioactivité des trois échantillons prélevés par la spectrométrie gamma, nous avons constaté la présence dans tous les spectres, des éléments des trois familles radioactives ^{238}U , ^{232}Th , et ^{235}U , ainsi que l'élément primordial ^{40}K . L'absence des éléments d'origine cosmique est due à leurs faibles concentrations et leurs courtes demi-vies.

De ces différentes méthodes, nous concluons qu'il est possible d'obtenir une analyse qualitative et quantitative correcte de l'activité d'un échantillon géologique donné en utilisant les détecteurs visuels dont le coût reste très modéré par rapport aux détecteurs semi-conducteur.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A.B. Tanner. A supplementary review, J.A. S. Adams, W. M. Lowder & T.F. Gesell, Eds, The nat. Rad. Env. II, US ERDA, Springfield, (1980) 5.
 - [2] Jean Andru, la pratique des méthodes de détection du radon par les plastiques détecteurs des traces nucléaires. *RADIOPROTECTION*, Vol.33, n°4, pages 501 à 513, (1998).
 - [3] K. Singh, S. Singh, R. Mehra, M. Singh, H.S. Sahota, Z. Papp. Measurement of radon and thoron progeny out doors in Malout, India, using grab aerosol sampling and beta counting. *Radiation measurements* 41(2006)108-111.
 - [4] B.K. Nachab, thèse de doctorat, Université Chouaib Doukkali, El Jadida (Maroc), (2003).
 - [5] K. Azkour, thèse de doctorat, Université Chouaib Doukkali, El Jadida (Maroc), (1999).
 - [6] F.N. Al Doorie, B. Heaton & C.J. Martin Scotland, *J. Environ. Radioactivity*, 18(1993)163-173.
 - [7] H.A. Khan, *Nucl. Tracks Radiat.Meas*, 19, Nos 1-4(1991)353-362.
 - [8] J. Singh, L. Singh, S. Singh & H.S. Virk, *Nucl. Tracks Radiat. Meas*, Vol 19, Nos 1-4(1991)415-416.
 - [9] Organisation Mondiale de Santé, [Aide-Mémoire N° 257](#), janvier 2001.
 - [10] EURATOM 96. Ces chiffres ont été calculés à partir des coefficients de dose pour l'adulte de l'uranium 238 ($4,5 \cdot 10^{-8}$ Sv/Bq pour l'ingestion et $8 \cdot 10^{-6}$ Sv/Bq pour l'inhalation) donnés par la directive européenne EURATOM 96/29 publiée au JOCE N° L159 du 29 juin 1996. Pour l'inhalation, ce coefficient dépend de la propension de l'uranium à être éliminé et donc de sa forme chimique. Nous avons retenu ici le coefficient qui correspond aux formes oxydées des poussières produites par les armes.
 - [11] J. P. Biersack, J. F. Ziegler. Code SRIM-2003.
<http://www.srim.org/SRIM/SRIM2003.htm>.
 - [12] H. A. Bethe. Stosstheorie, *Handbuch der Physik*, 24 (1933) 491.
 - [13] H.H. Hekmann, B.L. Perkins, W.B. Simon, F.M. Smith & W.H. Barkas *phys. Rev* 117,(1960) 544.
 - [14] J.W. Mayer & M.A. Nicolet *Backscattering Spectrometry and Radiation*, Academic
-

- Press, Inc. (London) Ltd (1987)
- [15] J. H. Hubbel, S. M. Seltzer, Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients 1 keV to 20 MeV for Elements Z=1 to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest, NISTIR 5632 (1995).
- [16] K. Siegbahn. Alpha, beta and gamma-ray spectroscopy, North Holland Publishing Company (1965).
- [17] C. M. Davidson, Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, Volume 1, K. SIEGBAHN, North Holland, Amsterdam, p.51 (1965).
- [18] L. Koblinger. Nucl. Sci. Eng., 56, (1975) 218.
- [19] M.J. Berger & H.J. Hubbell. XCOM: Photon cross section on a personal computer, Report NBSIR 87-3597 (national Bureau of Standards, Gaithersburg, MD (1987).
- [20] P. B. Price, R. M. Walker, J. Appl. Phys. 33, 3407-3412 (1962).
- [21] R. L. Fleischer, P. B. Price, Science 140, 1221-1222 (1963).
- [22] R. L. Fleischer, P. B. Price, Science. Walker & E. L Hubbard phys. Rev 133A, (1964). 144.
- [23] R.L Fleischer, P. B Price & R.M Walker. J. Appl. Phys. 36, (1965) 3645.
- [24] R. L. Fleischer, P. B. Price, R. M. Walker, Nuclear Tracks in Solids - Principles and Applications, Univ. of California Press, Los Angeles, (1975).
- [25] M. Lferde, these d'état Université Clermont Ferrand (France), (1983).
- [26] B. G. Cartwright, E. K. Schirk, P. B. Price, Nucl. Instr. And Meth. 153, 457-460 (1978).
- [27] L. Macovicka. Thèse de doctorat s sciences physiques, Université de Limoges, (France), (1987).
- [28] S. A. Durrani, R. K. Bull, Solid state nuclear track detection, Pergamon Press (1987).
- [29] R. L. Fleischer, P. B. Price, R. M. Walker, R. C. Filz, F. Fukui, E. Holeman, M.W. Friedlander, R. S. Rajan, A. S. Tahmane, Science 155, 187-189 (1967).
- [30] E. V. Benton, U. S. Naval Radiological Defense Laboratory, 94135, USNRDL-TR-68-14 (1968).
- [31] R. Katz, E. J. Kobetich, Phys. Rev. 170, 2-40 (1969).
- [32] A. Mozumder, Advan. Radiat. Chem. 1, 1-102 (1969).
- [33] J. Fain, M. Monnin, M. Montret, Rad. Research 57, 379 (1974).
- [34] M. Montret, thèse de 3^{ème} cycle Université Clermont Ferrand (France), (1980).
- [35] J. C. Vareille, Thèse d'état, Université de Limoges, (France) (1982).
-

- [36] M. Fuji, J. Nishimura, Nucl. Tracks Radiat. Meas. 11, 25 (1986).
- [37] F. Mambery, A. Chambaudet, M. Fromm, R. Saouli, Nucl. Tracks. Radiat. Meas. 17, 183-190 (1990).
- [38] M. Fromm, F. Mambery, A. Chambaudet and R. Saouli, Nucl. Tracks. Radiat. Meas. 19 n° 1- 4, 163-168 (1991).
- [39] R.Barillon, M. Fromm, A. Chambaudet, H. Marah et A. Sabir radiat. meas 28(1997)619.
- [40] A. Boukhair, thèse de doctorat, Université Chouaib Doukkali, El Jadida (Maroc), (2000).
- [41] G. Jonsson & R. Hellborg. Nucl. Inst. Meth. B63, (1992) 399.
- [42] A. Pape, J.C. Adloff, A. Haessler, A. Hoernel, A. Nourredine, D. Oster, D. Weidmann, Nucl. Instr. Meth. B143, 557-560 (1998).
- [43] R. L. Fleischer Tracks to innovation nuclear tracks in science and technology, Springer (1998).
- [44] A. Gisbertz, D. Hasselkamp, I. Kohler, E. Pitt, A. Scharmann, Radiat. Meas. 27, 457-459 (1997).
- [45] A. Belafrites, thèse de doctorat, Université Farhat Abbas, Sétif (Algérie), (2004).
- [46] A. F. Saad. T.M. Tabat. S.T. Atwa. G. Espinosa. M. Fujii. Determination of the uranium content in Egyptian phosphate ores by passive and active detectors. Radiation measurements 36(2006)561-565.
- [47] M.I. Jarallah, Fazal ur-Rehman, M.S. Musagay, A. Aksoy. Correlation between radon exhalation and radium in granite sample used as construction material in Saudi Arabia. Radiation measurements (2005).
- [48] Völkle.H, Radioactivité de l'environnement et doses de rayonnement en suisse pour 2002: vue d'ensemble, OFSP, (2002).
- [49] Völkle. H, M. Jungck, Radioactivité du sol et de l'herbe, OFSP, (2002).
- [50] C. Lakhal, memoire de magister, Université Mentouri, Constantine (Algérie), (2006).
- [51] M. Azouazi, S. Fakhi, J.C. Abbe et A. Yves. Méthodologie d'analyse des radioéléments naturels par spectrométrie alpha et gamma: application au dosage U, Th et Ra dans les phosphates, phosphogypse et eaux naturelles marocaines. Rencontre franco-marocaine de la physique nucléaire, El Jadida (1999).
-

ملخص

إن الأبحاث التي تخص تواجد مواد إشعاعية طبيعية يبرر إجراء تقارير الخبرة على مستويات العناصر ذات الأنشطة النووية الموجودة في البيئة وتقييم أثرها الإشعاعي على المجتمع. إن المنابع الطبيعية للإشعاعات تؤدي إلى ظهور أخطار التعرض الخارجي والداخلي، بالنسبة للأشخاص العاديين فضلا عن العمال الذين يشتغلون في النشاطات المهنية. إن تعرض السكان الفجائي والدائم لفترة طويلة تكون في الغالب بسبب المنابع الطبيعية مثل الإشعاعات الكونية و الأرضية الناتجة عن سلسلة التهافت لعناصر نووية طبيعية. إن الكواشف الصلبة للآثار النووية استعملت بكثرة منذ الستينات في مجالات البحث المحض والتطبيقي، هذه الكواشف تجد حاليا عدة تطبيقات في تسجيل مختلف أنواع الإشعاعات المشردة. في هذا العمل نقوم بتقديم قياسات نوعية وكمية للعناصر المشعة الطبيعية الموجودة في عينات جيولوجية مأخوذة من مناطق مختلفة من التراب الجزائري، مستعملين هذه الكواشف و المطيافية غاما. النتائج المحصل عليها بالتقنيتين قابلة للمقارنة. هذه النتائج أعطت توافقا ممتازا مع بعض النتائج الموجودة في أعمال أخرى منشورة سابقا.

الكلمات المفتاحية: العناصر النووية، الكواشف الصلبة للآثار النووية، المطيافية غاما.

Abstract

The presence of naturally-occurring radioactive substances in the environment justifies evaluating their activity levels and radiological impacts on human populations. In the area of radiation protection, natural sources of radiation present risks of both external and internal exposure for the grand public and for workers of certain professions. Members of the public can be subject to a prolonged exposure due to natural sources, as cosmic rays and earth-based radiations from the thorium and uranium decay chains. Solid State Nuclear Track Detectors (SSNTD) have been widely used since the 1960s in areas of pure and applied research. The SSNTD find large application in registration of different types of ionization irradiation due to excellent features: low cost, compactness, passivity and possibility of long term exposure for low activity measurements. In this work we present results of SSNTD measurements of natural radioactivity in the environment using contact autoradiography for the determination of uranium and non-contact autoradiography for the emanation of radon. This study was complemented by γ -ray spectrometric measurements. The SSNTD method applied to geological samples has given uranium concentrations consistent with those found by γ -ray spectrometry. The results for uranium concentration and radon emanation show excellent agreement with the few values available in other works.

Keywords: Radionuclide, SSNTD, gamma spectrometry.

Résumé

Les préoccupations concernant la présence de substances radioactives naturelles justifient des expertises sur les niveaux d'activité des radionucléides dans l'environnement (radioécologie) et des évaluations de leurs impacts radiologiques sur les populations humaines. Les sources naturelles de rayonnements présentent des risques d'exposition externe et interne, aussi bien pour le public que pour les travailleurs d'une activité professionnelle. La population est soumise fortuitement et durablement à des expositions prolongées qui sont liées à des situations diverses dans lesquelles, elle peut être confrontée. Ces expositions prolongées sont en général dues aux sources dites «naturelles» comme les rayonnements cosmiques et les rayonnements telluriques, issus de la chaîne de désintégration des radionucléides naturelles. Les Détecteurs Solides de Traces Nucléaires (DSTN) ont été largement utilisées depuis les années 1960 dans les domaines de la recherche pure et appliquée. Ces détecteurs trouvent leurs applications dans l'enregistrement des différents types de rayonnements ionisants dus à leurs excellentes caractéristiques. Dans ce travail nous présentons les mesures qualitatives et quantitatives des éléments radioactifs naturels présents dans des échantillons géologiques prélevés de différentes régions du territoire algérien, en utilisant des Détecteurs Solides de Traces Nucléaires (DSTN) et la spectrométrie gamma. Les résultats obtenus des deux techniques sont comparables. Ces résultats montrent un excellent accord avec les quelques valeurs données dans des autres travaux trouvés dans la littérature.

Mots clés : Radionucléides, DSTN, spectrométrie gamma.