

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

UNIVERSITE FERHAT ABBAS-SETIF 1

THESE

Présentée à la Faculté des Sciences
Département de Physique
Pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT EN SCIENCES

OPTION : Génie Nucléaire

Par

BOUKERDJA Layachi

THEME :

**Détermination des distributions spatiales
et énergétiques des neutrons autour d'un
réacteur nucléaire**

Soutenue le : 25 / 02 / 2016

Devant le jury

A. BOUCENNA	Professeur	UFA Sétif 1	Président
A. SEGHOOR	Directeur de Recherche	C.R.N.A – Alger	Rapporteur
M. NEKKAB	Professeur	UMB M'sila	Examineur
A. BELAFRITES	Professeur	UABH- Jijel	Examineur
Z. CHAOUI	Professeur	UFA Sétif 1	Examineur
F. KHARFI	Maître de conférences A	UFA Sétif 1	Examineur

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier la Direction Générale du Centre de Recherche Nucléaire de Birine (CRNB) pour les moyens offerts pendant toute la durée de mon travail et qui m'ont permis de mener à bonne fin cette thèse.

*J'exprime ma profonde reconnaissance au Professeur **A. Boucenna** qui m'a fait l'honneur d'accepter de présider le jury de soutenance ainsi qu'à tous les membres du Jury, Professeur **A. Belafrites**, Professeur **M. Nekkab**, Professeur **Z. Chaoui**, et Docteur **F. Kharfi**, qui ont pris le temps de lire ce manuscrit et d'apporter des remarques constructives sur le sujet.*

*Je voudrais à présent, exprimer mes remerciements les plus respectueux à mon encadreur Monsieur **A. SEGHOUR**, pour l'aide et les précieux conseils dont j'ai bénéficié tout au long de la préparation de cette thèse.*

*Mes vifs remerciements vont particulièrement à mes très chers collègues **Dendene Omar** et **Ali Abdelkader** de l'aide qu'ils m'ont apporté et leur contribution dans ce projet de thèse.*

*Par ailleurs, je tiens à remercier le groupe de physique du CRNB, particulièrement Monsieur **B. Débacha**, pour l'expérience réalisée pour la mesure de l'uniformité du faisceau de neutrons ainsi qu'à Monsieur **M. Hachouf** pour son aide précieuse.*

Merci à ma famille qui m'a soutenu tout au long de cette période et merci à tous ceux que j'ai malencontreusement oubliés !

Dédicace

*Cette thèse est dédiée à mes parents,
et à toute ma famille.*

Sommaire

Sommaire

Liste des Tableaux	vii
Table des Figures	viii
Introduction Générale	1
Chapitre I : Interaction des rayonnements avec la matière et rappels de la Neutronique	
I. 1 Interaction des rayonnements avec la matière.....	4
I.1.1 Interaction des particules chargées avec la matière.....	4
1. Interaction coulombienne.....	5
2. Collision nucléaire.....	5
3. Emission radiative.....	5
I.1.1.1 Transfert Linéique d’Energie (TLE).....	6
1. Cas des particules lourdes.....	7
a. Perte d’énergie des particules α	7
2. Cas des particules légères β	8
I.1.1.2 Parcours des particules chargées.....	8
I.1.2. Interaction des particules neutres avec la matière.....	9
I.1.2.1 Sections efficaces et coefficient d’atténuation.....	9
I.1.2.2 Cas des neutrons.....	11
I.1.2.3.1 Réaction de diffusion.....	11
1. Diffusion élastique (n, n).....	12
a. Diffusion élastique potentielle.....	12
b. Diffusion élastique résonante.....	13

2. Diffusion inélastique (n, n').....	13
I.1.2.3.2 Réaction d'absorption.....	13
1. Capture radiative.....	13
2. Réactions nucléaires (n, x).....	13
3. Réactions nucléaires (n, xn) ; $x=2,3$	14
4. Réactions de fission (n, f).....	14
I.2 Rappel de la Neutronique.....	14
I.2.1 Sources de Neutrons.....	15
I.2.1.1 Les sources radioactives.....	15
I.2.1.1.1 Les sources de fission spontanée.....	15
I.2.1.1.2 Sources de neutrons par réactions induites.....	16
1. Sources par réaction (α, n).....	16
2. Sources par réaction (γ, n).....	17
I.2.1.2 Accélérateurs de particules.....	18
I.2.1.3 Les réacteurs nucléaires.....	18
I.2.2 Equation de transport de Boltzmann.....	19
I.2.2.1 Densité, flux et courant de neutrons.....	19
I.2.2.2 Etablissement de l'équation de Boltzmann.....	22
I.2.3 Distribution Energétique des neutrons dans un réacteur nucléaire.....	26
I.2.3.1 Spectre Maxwellian.....	27
I.2.3.2 Spectre Rapide (spectre des neutrons de fission).....	28
I.2.3.3 Spectre des énergies des neutrons intermédiaires.....	28

I.2.4 Distribution générale des énergies des neutrons dans un réacteur nucléaire.....	29
---------------------------------------------------------------------------------------	----

Chapitre II : Détection et spectrométrie des neutrons

II.1 Détection des neutrons.....	31
II.1.1 Principes de bases des détecteurs à gaz.....	31
II.1.1.1 Mode de fonctionnement d'un détecteur gazeux.....	32
1. Chambre d'ionisation.....	34
2. Compteur proportionnel.....	34
II.1.1.2 Réactions nucléaires utilisées dans les détecteurs à gaz.....	35
1. La réaction $^{10}\text{B}(n, \alpha)$	35
2. La réaction $^6\text{Li}(n, \alpha)$	36
3. La réaction $^3\text{He}(n, p)$	37
4. La réaction de capture du gadolinium pour les neutrons.....	37
5. Réactions de fission induites par neutron.....	37
II.1.2 Détecteurs de Neutrons thermiques.....	38
II.1.2.1 Détecteurs à gaz.....	38
1. Compteur proportionnel BF ₃	38
2. Chambre d'ionisation à dépôt de ^{10}B	39
3. Compteurs à Hélium 3.....	40
4. Les chambres à fission.....	41
II.1.2.2 Détection et mesure du flux de neutrons par la méthode d'activation des feuilles.....	42
II.1.2.3 Les Détecteurs Solides de Traces Nucléaires (DSTN).....	46
II.2 Spectrométrie de neutrons.....	48
II.2.1 Mesure du spectre d'énergies des neutrons par la méthode du proton de recul.....	48
II.2.2 Le système multi-sphères : Sphères de BONNER.....	50

II.2.3 La méthode de temps de-vol.....	51
II.2.4 Le spectromètre à Cristal.....	53
Chapitre III. Détecteurs Solides de Traces Nucléaires (D.S.T.N)	
III.1 Introduction.....	55
III.2 Nature des détecteurs solides de traces nucléaires.....	56
III.2.1 Les détecteurs minéraux.....	56
III.2.2 Détecteurs solides plastiques.....	56
1. Caractéristiques du CR-39.....	56
2. Caractéristique du LR11.....	58
3. III.3 Dommages créés par les radiations dans les solides.....	58
III.3.1 Interaction des particules chargées avec la matière.....	60
III.3.2 Distribution spatiale du dépôt de l'énergie.....	62
III.3.3 Modifications structurales.....	62
III.4 Modèles de formation des traces nucléaires.....	64
III.4.1 Modèle de perte totale d'énergie.....	64
III.4.2 Modèle d'ionisation primaire.....	64
III.4.3 Modèle d'explosion ionique.....	65
III.4.4 Modèle de perte d'énergie restreinte.....	68
III.5 Techniques de révélation des traces.....	69
III.5.1 Développement chimique.....	69
III.6 Comptage des traces.....	70
III.7 Géométrie de traces nucléaires.....	70
III.7.1 Incidence normale.....	71

III.7.2 Incidence oblique.....74

III.8 Application des détecteurs solides de traces nucléaires dans divers domaines77

Chapitre IV : Caractérisation des faisceaux neutroniques

Introduction.....79

IV.1 Application du détecteur CR39-BN1 pour la mesure du flux neutronique.....79

IV.1.1. Approche théorique développée.....80

IV.1.2 Techniques expérimentales et irradiation.....96

IV.1.2.1 Description du réacteur Es-Salam.....96

IV.1.2.2 Caractérisation du faisceau neutronique du diffractomètre.....96

1. Description du système de diffraction neutronique.....96

2. Mesure du flux de neutrons thermiques.....99

a. Irradiation et montage expérimental utilisé dans la mesure du flux par DSTN.....99

b. Résultats et discussion.....100

3. Etude du degré d'homogénéité du faisceau par la technique de Neutronographie...102

a. Résultats et discussion.....104

4. Mesure de la longueur d'onde associée au faisceau neutronique.....106

5. Etude de la distribution des traces.....108

a. Distribution des traces circulaires en fonction du diamètre.....108

b. Distribution des traces elliptiques en fonction du petit et grand axe.....109

IV.1.2.3 Caractérisation du faisceau neutronique de l'installation de Neutronographie.....110

1. Description du canal de neutronographie.....110

2. Etude du degré d'homogénéité du faisceau par la technique de neutronographie.....111

a. Principe de détection et conditions d'irradiation.....111

b. Résultats.....113

3. Mesure de la distribution spatiale du faisceau neutronique par la méthode d'activation.....119

a. Résultats et discussion.....	120
4. Mesure du rapport de Cadmium.....	121
a. Irradiation et mesures.....	122
IV.2 Etude de l'efficacité de détection des neutrons dans deux configurations d'irradiations différentes.....	126
IV.2.1. Résultats.....	127
IV.3 Etude de la variation de fluence neutronique en fonction du temps d'irradiation.....	128
IV.4 Etude de la variation de l'épaisseur en fonction du temps de révélation.....	129
IV.5 Etude de la variation des traces en fonction du temps de révélation.....	129
Conclusion Générale.....	132
Références	134

Liste Des Tableaux

Et Des Figures

Liste Des Tableaux

Tableau I.1 : Les réactions nucléaires utilisées dans les accélérateurs pour la production des neutrons.....	18
Tableau II.1 : Exemple de quelques éléments utilisés dans la mesure du flux de neutrons thermiques.....	43
Tableau II.2 : Valeurs typiques de t/L pour plusieurs énergies de neutrons.....	53
Tableau II.3 : angle de diffraction θ pour les neutrons, dans le cas d'un cristal de NaCl ($d = 2.8\text{\AA}$)	54
Tableau III.1 : Principales caractéristiques du CR39.....	57
Tableau III.2 Exemples de quelques réactifs utilisés pour la révélation des traces dans les détecteurs solides de traces nucléaires.....	70
Tableau IV.1 : Composition élémentaire et isotopique du détecteur CR-39.....	83
Tableau IV.2 : Composition élémentaire et isotopique du convertisseur.....	83
Tableau IV.3 : Comparaison entre la distribution du flux de neutrons thermiques mesurée par la méthode d'activation des feuilles et par DSTN.....	102
Tableau IV.4 : La longueur d'onde calculée à partir de l'angle de Bragg du monochromateur Pb(200).....	106
Tableau IV.5 : les valeurs de la longueur d'onde calculées à partir des positions angulaires θ_{hkl} des raies de diffraction du Nb.....	108
Tableau IV.6 : Conditions expérimentales d'exposition.....	113
Tableau IV.7 : Principales caractéristiques de l'installation de neutronographie.....	125
Tableau IV.8 : Comparaison entre l'efficacité de détection des neutrons pour deux configurations d'irradiations différentes.....	127
Tableau IV.9 : Evolution du diamètre de la trace en fonction du temps de développement.....	130

Table Des Figures

Figure I.1 : Spectre de Watt de la source de ^{252}Cf	16
Figure I.2 : Elément de volume contenant des neutrons d'énergie cinétique.....	20
Figure I.3 : Elément de surface orientée.....	22
Figure I.4 : Distribution des énergies des neutrons dans un réacteur nucléaire	30
Figure II.1 : Schéma d'un détecteur à gaz.....	32
Figure II.2 : mode de fonctionnement des détecteurs à gaz en fonction de la tension appliquée aux bornes des électrodes	33
Figure II.3 : Chambre d'ionisation à Dépôt de Bore.....	40
Figure II.4 : Compteur Proportionnel à ^3He	41
Figure II.5 : Compteur à Fission.....	42
Figure II.6 : Traces des particules chargées issues de la réaction nucléaire..... $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ observées dans le détecteur solide de traces nucléaire CR-39.	48
Figure II.7 : Cinématique de la collision neutron-proton.....	49
Figure II.8 : sphères de BONNER.....	51
Figure II.9 : Principe d'un spectromètre basé sur la diffraction neutronique.....	54
Figure III.1 : Traces de particules α révélées dans les DSTN CR-39	57
Figure III.2 : traces de particules alpha révélées sur un film LR115.....	58
Fig.III.3 : Modèle d'explosion ionique : (a) ionisation initiale produite par le passage de la particule, (b) déplacement des ions dans le solide créant des trous et des positions interstitielles libres, (c) déplacement des atomes et formation du cœur de la trace	66
Figure III.4 : Schéma représentant la formation de la trace (forme conique) par ion s'arrêtant dans le détecteur	71
Figure III.5 : Géométrie de la trace dans le cas d'une particule d'incidence normale	72
Figure III.6 : Géométrie de la trace dans le cas d'une particule à incidence oblique, avec V_T et V_B constantes	77
Figure IV.1 : Modélisation de la géométrie de détection utilisée pour la mesure du flux de neutrons thermiques par la technique de DSTN	82
Figure IV.2 : Schématisation du parcours de la particule chargée dans le convertisseur BN1	85

Figure IV.3 : Variation des énergies des particules α et ${}^7\text{Li}$ en fonction de la distance parcourue	88
Figure IV.4 : Parcours des particules chargées α et ${}^7\text{Li}$, dans le CR-39, en fonction de leurs énergies E'_α et E'_{Li} .	89
Figure IV.5 : Schéma général du système de diffraction neutronique.....	98
Figure IV.6 : Principe de détection des neutrons thermiques par la technique des DSTN	99
Figure IV. 7 : Système optique utilisé dans le comptage des traces.....	100
Figure IV. 8 : Photomicrographies des particules alpha et Lithium dans le CR-39 ...	101
Figure IV. 9 : Principe de la méthode directe de neutronographie.....	103
Figure IV.10 : Distribution spatiale du faisceau neutronique obtenue par : le détecteur CR39-BN1 (a) et par neutronographie (b)	105
Figure IV.11 : Distribution 2D du niveau de gris correspondant à la distribution spatiale du faisceau neutronique obtenue par CR39-BN1 (a) et par neutronographie directe (b)	105
Figure IV.12 : Spectre de diffraction neutronique du Nb.....	107
Figure IV.13 : Distribution des traces circulaires en fonction du diamètre.....	109
Figure IV.14 : Distribution des traces elliptiques en fonction de l'axe mineur et majeur	109
Figure IV.15 : Schéma général de l'installation de neutronographie.....	111
Figure IV.16 : Principe de la neutronographie de transfert.....	112
Fig.IV.17 : Image 2D de le l'empreinte du faisceau neutronique.....	114
Figure IV.18 : Distribution 3D du faisceau neutronique.....	115
Figure IV.19 : Etude de la variation du niveau de gris : lignes de profil horizontal et vertical	116
Figure IV.20 : Etude du degré d'homogénéité du faisceau neutronique en fonction de la distribution des niveaux de gris.	118
Figure IV.21 : Disposition des feuilles de Cuivre sur le disque de plexiglas.....	119
Figure IV.22 : Distribution relative du flux de neutron thermique en fonction du rayon de la couronne et de l'angle	120
Figure IV 23 : Distribution relative du flux de neutrons thermiques sur une section du canal de neutronographie	121

Figure IV.24 : Principe de détection des neutrons par la technique des DSTN	123
Figure IV.25 : Traces des particules chargées issues de la réaction nucléaire ^{10}B observées dans le CR-39. (a) : traces obtenues sans Cd ; (b) : traces obtenues avec Cd.	124
Figure IV.26 : Etude de l'efficacité de détection de neutrons pour deux configurations d'irradiation différentes: CR39-BN1 et BN1-CR39. (a): détecteurs irradiés séparément. (b): détecteurs irradiés en même temps.	126
Figure IV.27 : Etude de la variation de la fluence neutronique par la méthode des DSTN en fonction du temps d'irradiation	128
Figure IV.28 : Variation de l'épaisseur du film CR-39 en fonction du temps de..... développement	129
Figure IV.29 : La variation du diamètre des traces en fonction du temps de développement	131

Introduction Générale

Introduction Générale

Les réacteurs nucléaires sont des sources neutroniques intenses caractérisées par des densités de flux de neutrons importantes et couvrant une large gamme d'énergie qui s'étale sur plusieurs décades (allant de l'ordre de quelques meV au MeV). Ces densités de neutrons se présentent sous forme de distributions dont les dépendances spatiales et énergétiques reflètent les interactions que les neutrons subissent, entre leurs lieux d'émission par réactions de fission, avec les constituants des milieux à travers lesquels ils diffusent. L'action combinée de la nature des interactions nucléaires ainsi que leurs variations en fonction des énergies des neutrons conduit à l'obtention de distributions différentes aussi bien par leurs composantes spatiales qu'énergétiques.

Les besoins en flux de neutrons pour les expériences nucléaires mettant en jeu des irradiations neutroniques, exigent une détermination précise des énergies et de densités des neutrons incidents afin de sélectionner respectivement les réactions nucléaires induites et les limites d'exploration de la matière. Ainsi, des dispositifs de détection et de spectrométrie de neutrons sont régulièrement proposés afin de satisfaire l'exigence d'une précision de plus en plus accrue.

Dans ce travail, des systèmes de détection de neutrons basés sur la visualisation des effets induits par les neutrons dans un milieu polymérique (DéTECTEUR Solide de Traces Nucléaires) et sur l'empreinte produite par imagerie neutronique sont proposés pour la caractérisation géométrique et spatiale de deux faisceaux de neutrons délivrés par deux installations d'irradiation implémentées autour du réacteur nucléaire de Birine à savoir : le diffractomètre neutronique et l'appareil de neutronographie (imagerie aux neutrons).

En plus, et pour des raisons de comparaison on a utilisé la méthode d'activation des feuilles pour la mesure de la distribution des neutrons autour de ces deux installations. Pour la mesure de la longueur d'onde associée au faisceau de neutrons délivré par le diffractomètre neutronique on a utilisé une méthode de spectrométrie basée sur le principe de diffraction de Bragg. Dans cette dernière mesure on a exploité le diagramme de diffraction du niobium obtenu par diffraction neutronique.

Le système de diffraction neutronique qui a fait l'objet de cette caractérisation est un diffractomètre à deux axes composé principalement de 03 collimateurs de neutrons et un

monochromateur en monocristal de Pb (200) qui permet de délivrer un faisceau de neutrons thermiques et monénergétique, de forme rectangulaire d'une taille maximale de $2 \times 3 \text{ cm}^2$. Par contre, l'installation de neutronographie est composée uniquement d'un seul collimateur de neutrons de type divergent. Le faisceau neutronique délivré par cette installation est un faisceau polychromatique de forme circulaire de 24cm de diamètre au niveau de l'objet.

Les détecteurs Solides de traces nucléaires (DSTN) sont des matériaux diélectriques capables d'enregistrer des zones d'endommagement créées par des particules chargées. Sous l'action d'une attaque chimique avec un réactif adéquat, les zones endommagées seront élargies et appelées traces [1].

Le principe de la cartographie des distributions des flux de neutrons par les DSTN est basé sur l'utilisation d'un convertisseur neutrons-particules chargées avec un détecteur solide de traces nucléaires [2]. Les particules issues des réactions nucléaires dans le convertisseur sont mises en évidence dans le DSTN par les traces latentes qu'elles y produisent. Pour la détermination de la distribution des neutrons thermiques, le convertisseur de neutrons choisi doit avoir une section efficace d'absorption très élevée pour les neutrons thermiques. Généralement, on utilise le bore en contact avec un détecteur plastique de type CR-39 pour mesurer le flux de neutrons thermiques. L'isotope ^{10}B , d'abondance naturelle de 10 %, présente une grande section efficace de réaction pour les neutrons thermiques, $\sigma \approx 3838$ barns. La réaction nucléaire $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ donne naissance à deux particules chargées énergétiques, α et ^7Li qui sont émises dans des directions opposées et de façon isotrope pour les neutrons d'énergie thermique (~ 0.025 eV). A chaque réaction correspond deux particules chargées dont une seule est détectée par le DSTN [2].

Le présent manuscrit est scindé en quatre chapitres. Dans le premier chapitre, nous allons présenter brièvement les bases théoriques nécessaires à la compréhension des mécanismes d'interaction des rayonnements avec la matière, l'équation de transport de neutrons, les différentes sources de neutrons ainsi que la distribution énergétique des neutrons dans un réacteur.

Le deuxième chapitre porte sur les principes de détection des neutrons, les détecteurs de neutrons thermiques, ainsi que quelques techniques de spectrométrie neutronique à savoir : la méthode de proton de recul, Bonner sphères, temps de vol etc. En outre, la mesure de flux de

neutrons thermiques par la méthode d'activation des feuilles et par les détecteurs solides de traces nucléaires a été décrite dans ce deuxième chapitre.

Le troisième chapitre est consacré aux Détecteurs Solides de Traces Nucléaires (DSTN). Dans ce chapitre nous allons présenter les dommages créés par les particules chargées dans les DSTN(s), les modèles de formation des traces, les techniques de révélations des traces, ainsi que le champ d'applications de ces détecteurs.

Dans le dernier chapitre, nous allons présenter le développement théorique et la méthode adoptée pour la mesure de la distribution des neutrons par le détecteur CR39-BN1. Ce chapitre contient également les différents résultats de la mesure des distributions de neutrons obtenus par la méthode d'activation des feuilles et par neutronographie autour du diffractomètre et de l'appareil de neutronographie. En plus, nous allons présenter le résultat de la mesure de l'énergie (la longueur d'onde associée) des neutrons du faisceau du diffractomètre neutronique obtenu par la méthode de diffraction neutronique. D'autres résultats concernant la caractérisation des traces sont également reportés dans ce chapitre comme la variation du diamètre de la trace en fonction du temps de développement, distribution des traces circulaires et elliptiques etc.

Chapitre I

Interaction des rayonnements avec la matière et rappels de la Neutronique

Chapitre I

Interaction des rayonnements avec la matière et rappels de la Neutronique

I. 1. Interaction des rayonnements avec la matière

Par interaction, on entend les actions réciproques entre les rayonnements et les milieux qu'ils traversent [3]. Lors de leur passage à travers la matière, les rayonnements interagissent avec les électrons et les noyaux des atomes du milieu. A la suite de ces interactions ils peuvent céder au milieu traversé une partie ou la totalité de leur énergie.

On distingue deux classes de radiations en fonction de la nature de leur interaction avec la matière :

1. les rayonnements directement ionisants, qui comprennent toutes les particules chargées (électrons, protons, particules α , etc. . . .) ; ces particules subissent un freinage continu dans la matière, dû à un grand nombre de petites interactions ;
2. les rayonnements indirectement ionisants, qui comprennent toutes les particules non chargées (photons, neutrons) ; les photons et les neutrons parcourent de grandes distances entre deux collisions. Toutefois, ils peuvent perdre en une seule collision une grande partie de leur énergie.

I.1.1. Interaction des particules chargées avec la matière

Les particules chargées qui pénètrent dans la matière interagissent avec les électrons proches de leur trajectoire. Elles délivrent leur énergie directement à la matière, par le jeu des forces coulombiennes s'exerçant avec les atomes du milieu. Lorsque ces particules ont perdu toute leur énergie, elles s'arrêtent.

L'énergie transférée au milieu absorbant conduit à l'excitation et à l'ionisation des atomes et des molécules [4].

Le passage d'une particule chargée dans la matière s'accompagne de l'apparition de trois types d'interactions que nous rappelons brièvement [5]:

1. Interaction coulombienne

Du fait que les dimensions du noyau sont très faibles par rapport à celle de l'atome, l'interaction coulombienne est due principalement à la force électrique qui agit entre la particule incidente et le cortège électronique des atomes du milieu traversé. Elle conduit soit à une ionisation soit à une excitation.

2. Collision nucléaire

Il s'agit de collision, sans réaction, entre la particule incidente et les noyaux des atomes du milieu. Cette interaction peut conduire, si l'énergie de la particule incidente est assez élevée, au déplacement d'atomes dans le milieu, ce qui peut entraîner un désordre local par interaction avec les atomes voisins.

3. Emission radiative

- Emission de rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) : Selon les lois de l'électromagnétisme, une particule chargée soumise à une accélération émet un rayonnement électromagnétique. De ce fait, une particule chargée traversant un milieu subit une décélération entraînant une perte d'énergie par rayonnement de freinage. L'énergie perdue par émission radiative est proportionnelle au carré de l'accélération qui est inversement proportionnelle à la masse de la particule ; ainsi les pertes par rayonnement ne sont importantes que dans le cas des électrons en raison de leur faible masse.
- Emission de lumière par effet Cerenkov : Une particule chargée traversant un milieu à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu induit une polarisation local du milieu le long de son parcours qui conduit à une émission radiative d'une lumière se situant à la fin de la bande bleu du spectre visible. Ce type d'interaction n'apparaît que dans le cas des particules animées de vitesse très élevée.

I.1.1.1. Transfert Linéique d'Énergie (TLE)

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

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

L'expression de *TLE* en mécanique relativiste, est donnée par la formule de Bethe [6]

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

z , la charge de la particule incidente ; v , sa vitesse ;

m_e , la masse au repos de l'électron ; e , sa charge ;

ϵ_0 , la permittivité du vide : $8.854 \cdot 10^{-10}$ F.cm⁻¹ ;

c , la vitesse de lumière dans le vide : $3 \cdot 10^8$ m/s ;

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

C_K , un terme de correction qui dépend de l'énergie et de Z lorsque l'on tient compte de la structure complète des noyaux de la matière ;

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

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

Les transferts d'énergie dépendent des masses des particules en mouvements et il y a lieu de distinguer les particules chargées lourdes (proton, deuton, alpha, ions lourds) des électrons.

1. Cas des particules lourdes

Dans le cas des particules chargées lourdes, la trajectoire de la particule est rectiligne. Ceci est dû au fait que la masse des électrons est faible par rapport à celle de la particule incidente et que lors d'une interaction, la direction de celle-ci n'est pas changée. Le freinage des particules chargées lourdes est caractérisé par le pouvoir de ralentissement S défini comme l'énergie perdue par une particule par unité de longueur de sa trajectoire $\frac{dE}{dx}$. Cette grandeur dépend des propriétés de la particule et du milieu [7] :

$$S = \frac{Z^2 M}{E} \rho \quad (I.3)$$

où Z est la charge de la particule incidente,

M est la masse de la particule incidente,

E est l'énergie de la particule incidente,

ρ est la masse volumique du milieu.

En fin de parcours, lorsque E est faible, le pouvoir de ralentissement et l'ionisation produite par la particule lourde augmentent fortement.

Dans un faisceau incident parallèle de particules chargées lourdes pénétrant dans la matière, le nombre de particules est constant et chute brusquement à une profondeur correspondant au parcours maximal R .

a. Perte d'énergie des particules α

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

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

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

- Il n'y a pas de capture ou de perte d'électron pendant le passage de la particule,
- Le terme $\frac{z_\alpha e^2}{m_e v_\alpha^2}$ 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 bon résultats pour l'évaluation des pertes d'énergie par unité de longueur lorsque l'énergie est supérieur 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.

2. Cas des particules légères β

Contrairement aux particules α , les rayons β sont des particules légères, leur trajectoire n'est plus rectiligne, mais subit de brusques changements de direction. Ceux-ci sont dus à des chocs frontaux avec les électrons du milieu.

Dans un faisceau incident parallèle d'électrons monoénergétiques qui pénètre dans la matière, le nombre de particules diminue plus ou moins linéairement en fonction de la profondeur à cause de leur trajectoire en zig-zag.

I.1.1.2. Parcours des particules chargées

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 \bar{R} , qui est défini par la relation [6] :

$$\bar{R} = \int_0^{\bar{R}} dr \quad (1.5)$$

Puisque l'énergie incidente de la particule et l'épaisseur du matériau cible sont interdépendantes, alors on peut les interchanger dans l'équation (I-5) ; on aura donc :

$$\bar{R} = \int_{E_0}^0 \frac{dr}{dE} dE = \int_0^{E_0} \left[-\frac{dE}{dr} \right]^{-1} dE = \int_0^{E_0} \frac{1}{TLE} dE$$

Des formules semi-empiriques, qui donnent les parcours en fonction de l'énergie cinétique des particules, ont été développées [8].

- Pour les particules alpha le parcours dans l'air dans les conditions normales de température et de pression est donné par:

$$R(mm) = \exp(1.6\sqrt{T}) \quad 1 < T \leq 4MeV$$

$$R(mm) = (0.05T + 2.85T^{3/2}) \quad 4 < T \leq 15MeV$$

où T est l'énergie cinétique de la particule alpha en MeV .

Si le parcours est connu pour un matériau, il peut être déterminé pour n'importe quel autre matériau en appliquant la règle de Bragg-Kleeman [8].

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \sqrt{\frac{A_1}{A_2}}$$

I.1.2. Interaction des particules neutres avec la matière

I.1.2.1. Sections efficaces et coefficient d'atténuation

Contrairement aux particules chargées, comme les électrons, qui subissent tout au long de leur trajectoire des collisions avec les atomes du milieu et se ralentissent progressivement, les photons et les neutrons parcourent de grandes distances entre deux collisions. Toutefois, ils

peuvent perdre en une seule collision une grande partie de leur énergie. Pour caractériser la probabilité qu'une interaction se produise, on utilise la notion de section efficace (SE). De manière simpliste, imaginons que dans une cible d'épaisseur infinitésimale dx et de surface A , chaque noyau présente une certaine surface σ . La probabilité dP qu'une particule incidente sur la surface A subisse une interaction en traversant une épaisseur de matière dx vaut [7].

$$dP = \frac{\sigma N A dx}{A} = \sigma N dx \quad (\text{I.6})$$

où N est le nombre de noyaux par unité de volume et σ est la section efficace microscopique.

La section efficace microscopique (σ) est fonction de l'énergie et s'exprime le plus souvent en barn ($1\text{barn}=10^{-24}\text{cm}^2$).

La section efficace macroscopique de la réaction nucléaire x est le produit de la densité atomique N^i et la section efficace microscopique σ_x^i d'un nucléide i constituant le matériau à la position \vec{r} . Elle est exprimée par :

$$\Sigma_x(\vec{r}, E, t) = \sum_i N^i(\vec{r}, t) \sigma_x^i(E) \quad (\text{I.7})$$

La densité atomique N^i peut être donnée par :

$$N^i(\vec{r}, t) = \frac{\rho^i(\vec{r}, t)}{M^i} N_A$$

La section efficace microscopique totale de la réaction est donnée par :

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a$$

où σ_s et σ_a sont respectivement la section efficace microscopique de diffusion et d'absorption.

On définit également le taux de réaction, noté R et se mesurant en nombre de réactions par cm^3 et par seconde, comme :

$$R = \sigma N \phi \quad (\text{I.8})$$

où ϕ est le flux de particules par seconde et au travers une surface de 1cm^2 .

Le coefficient d'atténuation μ est défini de la façon suivante : soit un nombre N de particules d'énergie E traversant une cible d'épaisseur infinitésimale dx et de densité ρ ; il se produit un nombre dN d'interactions de type quelconque durant la traversée de cette cible ; dN est proportionnel à N et à dx selon la loi :

$$dN = -\mu \rho N dx \quad (\text{I.9})$$

et après intégration

$$N(x) = N(0)e^{-\mu \rho N x} \quad (\text{I.10})$$

Le coefficient de proportionnalité μ représente la probabilité pour un photon de subir une interaction. Notons que ce coefficient est égal à la section efficace macroscopique, divisée par la densité ρ . On a donc

$$\mu = \frac{\Sigma}{\rho} \quad (\text{I.11})$$

I.1.2.3. Cas des neutrons

Etant des particules électriquement neutres, les neutrons ne sont pas sensibles à l'action des électrons atomiques ou des noyaux. Et par conséquent, les neutrons traversent le cortège électronique de l'atome et interagissent directement avec le noyau [9].

Dans un milieu matériel, les neutrons subissent des phénomènes de deux catégories : la diffusion, dans laquelle le neutron perd de l'énergie et de direction, et l'absorption, processus dans lequel le neutron disparaît pour donner une ou plusieurs particules ; l'absorption la plus fréquente est la capture radiative [10].

I.1.2.3.1. Réaction de diffusion

La réaction de diffusion se produit lorsqu'un neutron vient heurter un noyau au repos. Ce dernier émet un neutron unique qui peut être différent du neutron incident.

1. Diffusion élastique (n, n) :

Dans une réaction de diffusion élastique entre le neutron et le noyau cible, ce dernier reste dans son état fondamental. Cette diffusion joue un rôle très important dans le ralentissement des neutrons dans les réacteurs. La diffusion élastique peut se faire avec deux manières :

a. Diffusion élastique potentielle

Un neutron frappe un noyau, lui transfère une partie de son énergie et rebondit dans une direction différente en produisant un noyau de recul.

La relation entre les énergies du neutron incident E_n et l'énergie cédée au noyau de recul E_r peut se déterminer à partir des lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie.

Si l'angle de diffusion du neutron dans le système du laboratoire est θ_n et celui du noyau de recul est θ_r , la relation entre E_n et E_r est la suivante [6] :

$$E_r = \alpha E_n \cos^2 \theta_r \quad (\text{I.12})$$

$$\alpha = \frac{4m_n m_r}{(m_n + m_r)^2} \quad (\text{I.13})$$

avec : m_n est la masse du neutron, et m_r est la masse du noyau de recul.

Si E'_n est l'énergie cinétique du neutron après la diffusion, la relation entre E_n , E'_n et θ_n est donnée par la relation :

$$E'_n = \frac{m_n E_n}{(m_n + m_r)^2} \left[\cos \theta_n + \sqrt{\left(\frac{m_r}{m_n}\right)^2 - \sin^2 \theta_n} \right]^2 \quad (\text{I.14})$$

La dépendance entre θ_n et θ_r est donc :

$$\sin\theta_n = \sqrt{\frac{\alpha m_r}{(1 - \alpha \cos^2\theta_r)m_n}} \cos\theta_r \sin\theta_r \quad (\text{I.15})$$

D'après l'équation (I.12), pour une énergie cinétique donnée du neutron incident, l'énergie du noyau de recul E_r varie seulement en fonction de l'angle de diffusion θ_r . Pour un noyau d'hydrogène, ($\alpha = 1$) et $\theta_r = 0$ (le noyau de recul sort dans la même direction que le neutron incident), la valeur maximale de cette énergie, comme il est déduit de l'expression (I.12), coïncide avec celle du neutron incident. Dans son interaction avec un noyau d'hydrogène, le neutron perd la moitié de son énergie cinétique, en fournissant au noyau assez d'énergie pour casser sa liaison chimique et pour se déplacer à travers le milieu comme particule ionisante (proton de recul).

b. Diffusion élastique résonante

Ce processus correspond au cas où se forme un noyau composé, puis un neutron est réémis par ce noyau composé avec la même énergie cinétique.

2. Diffusion inélastique (n, n') :

Le neutron incident est capturé ; il se forme un noyau composé, et un neutron est ensuite réémis, mais avec une énergie cinétique plus faible que celle qui correspondrait à une diffusion élastique. Le noyau résiduel est laissé dans un état excité ; il revient à son état fondamental en émettant un rayonnement γ .

I.1.2.3.2. Réaction d'absorption

1. Capture radiative

Ici le neutron est capturé par le noyau pour former un noyau composé de nombre de masse $(A+1)$ dans un état excité. Ce dernier se désexcite par la suite en émettant un ou plusieurs rayonnements γ . C'est une interaction exoénergétique et notée par (n, γ) .

Ce mécanisme est important pour les neutrons thermiques. Certains matériaux, tels que le cadmium et le bore présentent des sections efficaces de capture très importantes et sont utilisés pour le contrôle et l'arrêt des réacteurs nucléaires.

2. Réactions nucléaires (n, x)

Les neutrons peuvent aussi disparaître suite à des réactions d'absorption de type (n, α) et (n, p). De telles réactions peuvent être soit exoénergétique ou endoénergétiques.

3. Réactions nucléaires (n, xn) ; x=2.3... :

Les réactions de type (n, 2n) et (n, 3n) se produisent avec des neutrons énergétiques. Il est clair que ces réactions sont endoénergétiques puisque dans la réaction (n, 2n) un neutron, et dans la réaction (n, 3n) deux neutrons sont extraits du noyau bombardé.

4. Réactions de fission (n, f)

Les neutrons qui entrent en collision avec certains noyaux peuvent provoquer le noyau à se diviser, c'est-à-dire subir une fission. Ces réactions concernent surtout des éléments lourds comme Th, U, Np et Pu. Après avoir interagi avec ces actinides, les neutrons donnent lieu à la formation d'un noyau composé qui se scinde ensuite en deux fragments et un ou plusieurs neutrons rapides avec libération d'énergie.

I.2. Rappel de la Neutronique

La neutronique s'intéresse à l'étude des méthodes qui permettent de déterminer la distribution de la population neutronique dans un réacteur nucléaire. Le comportement d'un réacteur est déterminé par les interactions des neutrons avec les matériaux constitutifs du réacteur et les taux de réactions dépendent directement des probabilités d'interaction des neutrons avec les noyaux, et de la densité neutronique locale. Fondamentalement la distribution neutronique résulte du bilan local (production, absorptions, fuites) et l'expression de ce bilan est une équation intégral-différentielle dont les différents termes expriment les différents taux locaux de réaction.

Ces distributions sont obtenues en résolvant l'équation de transport de Boltzmann. Celle-ci décrit la migration des neutrons dans l'espace de phase (espace, direction de propagation, énergie et temps) sous l'influence des interactions avec le milieu matériel. Une résolution analytique de cette équation est impossible étant donné la complexité d'un réacteur. Les principaux outils utilisés dans le calcul des réacteurs consistent en un certain nombre d'approximations de l'équation de transport résolues numériquement sur ordinateur. L'approximation la plus utilisée est le modèle de diffusion multigroupe.

I.2.1 Sources de Neutrons

Le neutron a été découvert par James Chadwick en 1932. C'est une particule électriquement neutre ayant une énergie de masse 941 MeV. A l'état libre il est instable et subit une désintégration β^- avec une demi-vie de l'ordre de 12 minutes.

Les neutrons peuvent être produits par des sources radioactives, par des accélérateurs de particules chargées ou dans des réacteurs nucléaires selon un processus de fissions.

I.2.1.1. Les sources radioactives

I.2.1.1.1. Les sources de fission spontanée

Il existe des émetteurs radioactifs par fission spontanée. La source de ^{252}Cf est un radioisotope produit artificiellement d'une demi-vie de 2.645 ans.

Le radioisotope ^{252}Cf est un émetteur neutronique intense habituellement confiné dans des capsules compactes et cylindriques. En ce qui concerne la fabrication, les sources de californium 252 contiennent très peu de matière active (généralement quelques microgrammes).

Le ^{252}Cf décroît par émission α à 96,91% et par fission spontanée à 3,09% et induit une émission neutronique de 2,314 neutrons $\text{s}^{-1}\mu\text{g}^{-1}$ [11].

Le spectre énergétique des neutrons est similaire à celui d'un réacteur de fission, l'énergie la plus probable étant de 0,7 MeV et l'énergie moyenne valant 2,1 MeV.

La forme analytique du spectre produit par la source de californium est du type spectre de fission de Watt dont les paramètres sont donnés comme suit [11]:

$$F(E) = C \exp - \frac{E}{a} \sinh \sqrt{bE} \quad (\text{I. 16})$$

où E est l'énergie des neutrons (MeV), $F(E)$ est la probabilité d'émission, C est une constante de normalisation, $a = 1.025$ MeV et $b = 2.926$ MeV^{-1} .

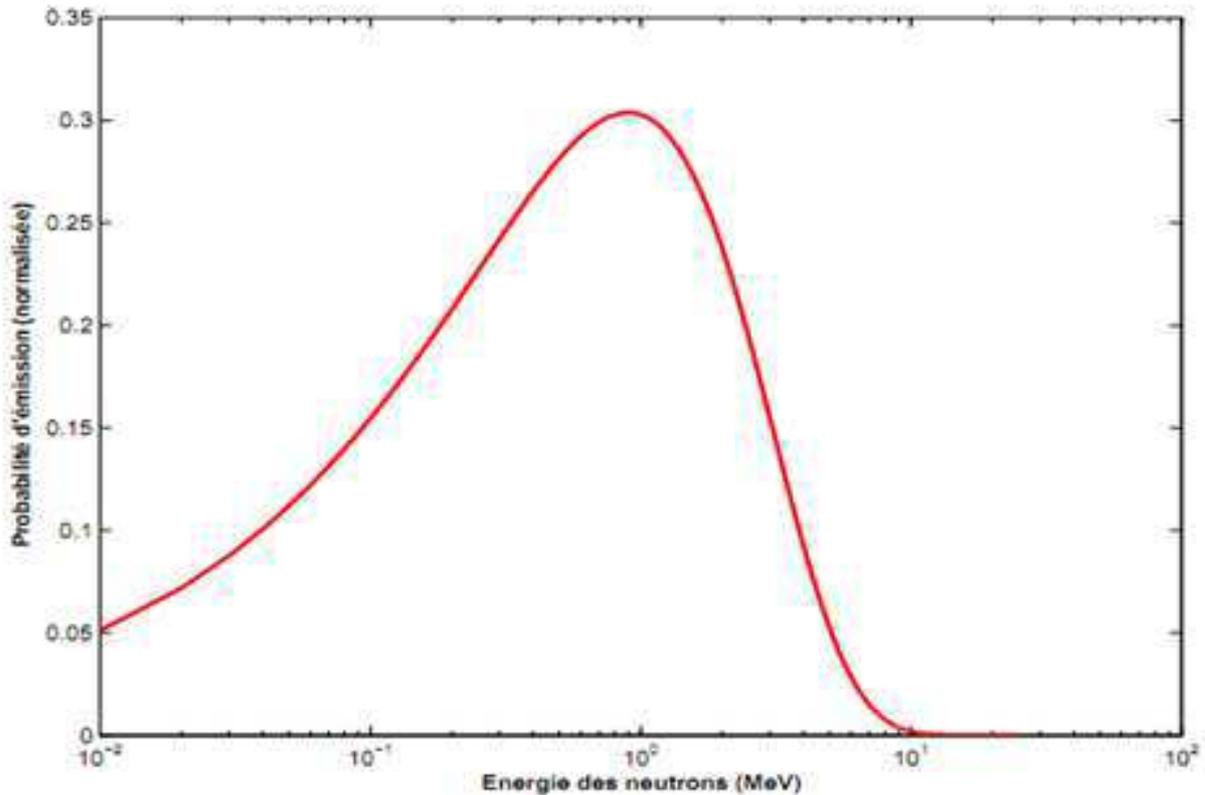


Figure I.1 : Spectre de Watt de la source de ^{252}Cf

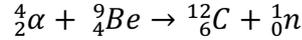
I.2.1.1.2. Sources de neutrons par réactions induites

Elles incluent, généralement, les sources basées sur les réactions (α, n) , (γ, n) , et la fission spontanée.

1. Sources par réaction (α, n)

Les réactions (α, n) ont conduit à la découverte du neutron par Chadwick. Les particules α émises par une source radioactive (tel le radium ou le polonium) irradient une cible formée d'un élément léger tel le béryllium, le bore ou le lithium pour produire des neutrons. Il est donc possible de réaliser des sources de petites dimensions, portables, délivrant un spectre continu, entre 1 et 11 MeV, environ [10]. Leur rendement est de quelques millions de neutrons par curie et par seconde, pour l'ensemble de l'angle solide.

La production de neutrons est maximale lorsqu'on choisit le béryllium comme cible [11]. Ils sont produits suivant la réaction :



C'est une réaction exo-énergétique avec $Q = +5.71$ MeV.

Parmi les sources les plus utilisées, on trouve la source ${}^{241}\text{Am-Be}$ caractérisée par une forte intensité, une longue période et émet des neutrons dans la gamme des énergies rapides. L'américium est un radio-isotope artificiel, il se désintègre en émettant deux particules α d'énergies 5.48 MeV à 85% et 5.44 MeV à 13% , avec émission d'un rayonnement γ , sa demi-vie est 433 ans.

2. Sources par réaction (γ, n)

Les neutrons peuvent aussi être produits en associant un radionucléide émetteur γ (les photons γ sont utilisés comme projectiles) avec un matériau cible approprié. On obtient des photoneutrons si l'énergie du photon est supérieure à l'énergie de séparation neutronique du noyau cible. Cette énergie est de 1.67 MeV pour le ${}^9\text{Be}$, 2.23 MeV pour ${}^2\text{H}$, supérieur à 6 MeV pour les autres noyaux. Mais seuls des cibles de béryllium et de deutérium sont utilisées car il n'y a aucun radionucléide qui produit des photons d'énergie supérieur à 6 MeV. Les sources (Ra- γ -Be) servent d'étalons de sources de neutrons d'énergie moyenne [12]. Le rendement est de l'ordre de 10^4 neutrons par curie et par seconde.

L'intérêt de telles sources, compactes, peu coûteuses, vient de ce qu'elles produisent des neutrons monoénergétiques, ce qui n'est pas le cas des sources (α, n) ; elles sont utilisées pour étalonner les détecteurs de neutrons rapides.

L'énergie des photoneutrons est donnée par l'expression de Wattenbert suivante [11] :

$$E_n = \frac{A-1}{A} \left[E_\gamma - Q - \frac{E_\gamma^2}{1862(A-1)} \right] + \delta \cos\theta \quad (\text{I. 17})$$

où E_n est l'énergie des neutrons (en MeV), A est le nombre de masse du noyau-cible, E_γ est l'énergie des γ (en MeV), Q est l'énergie seuil en MeV de la réaction pour un noyau de masse A ,

et δ est la dispersion en énergie (en MeV) qui est fonction de l'angle θ entre la direction du photon γ incident et celle dans laquelle est émis le neutron.

I.2.1.2 Accélérateurs de particules

Ce sont des machines qui accélèrent des particules chargées et les dirigent vers des cibles. L'interaction des particules incidentes avec les noyaux de la cible donne naissance à de nouvelles particules. Avec un choix de cibles et des projectiles appropriés, les particules éjectées peuvent être des neutrons. Les réactions nucléaires qui peuvent être utilisées, sont récapitulées dans le tableau I.1 [13].

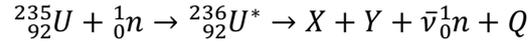
Réaction	Cible	Particule	Energie du neutron (Mev)	Flux de neutrons rapides (n/cm ² .s)
T (d, n)	Tritium	Deutérium	2 à 4	1 à 4. 10 ¹¹
Be (d, n)	Béryllium	Deutérium	4	10 ¹⁰
Be (γ , n)	Béryllium	Gamma	1,4	2. 10 ¹¹

Tableau I.1 : Les réactions nucléaires utilisées dans les accélérateurs pour la production des neutrons

I.2.1.3. Les réacteurs nucléaires

Ce sont des sources de neutrons extrêmement intenses. Un réacteur nucléaire est constitué d'une partie active qui est le cœur du réacteur, et qui contient des éléments fissiles, tels l'Uranium, dispersés dans un milieu modérateur tel que l'eau à l'intérieur d'une cuve. L'ensemble est contenu dans des constructions en béton, servant aussi d'écran biologique. Il dispose de moyens de contrôle ainsi qu'un système de refroidissement permettant de régler la

puissance. Dans le réacteur les neutrons sont produits par les fissions induites de ^{235}U , de ^{238}U ou du ^{239}Pu . Dans le cas de ^{235}U , la fission est produite lorsqu'un noyau de ce dernier (^{235}U) absorbe un neutron thermique. Le noyau va se diviser en deux parties, appelées fragments de fissions, en libérant des particules chargées, des rayonnements gamma et de deux à trois neutrons selon la réaction suivante :



avec $\bar{\nu}$ est compris entre 2.4 et 3 et $Q \approx 200\text{MeV}$

Ces neutrons de la première fission peuvent, à leur tour, produire de nouvelles fissions : c'est la réaction en chaîne. Les neutrons produits doivent être thermalisés pour augmenter la probabilité de fission. Cela est réalisé en utilisant un modérateur, élément non absorbant ayant une grande section efficace de diffusion de neutrons. Les matériaux modérateurs contiennent des éléments légers tels que l'hydrogène, le carbone ou le béryllium. Les neutrons perdent leur énergie par collisions successives avec les noyaux modérateurs, ils arrivent à 0.03 eV (énergie thermique) [14].

I.2.2. Equation de transport de Boltzmann

L'équation de transport de Boltzmann régit la répartition du flux de neutrons dans l'espace des phases défini par les coordonnées de position \mathbf{r} , l'énergie cinétique $E = \frac{1}{2}mV^2$ et le vecteur unité $\mathbf{\Omega}$ dans la direction de propagation ($\mathbf{v} = v\mathbf{\Omega}$). L'équation établit le bilan instantané du nombre de neutrons dans la cellule $d\mathbf{r}d\mathbf{\Omega}dE$, résultat de la compétition entre les mécanismes de production et de disparition des neutrons.

I.2.2.1. Densité, flux et courant de neutrons

Une population neutronique est toujours traitée d'un point de vue statistique, elle est représentée par une fonction $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ qui représente la densité angulaire telle que $N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)d^3rdE d\vec{\Omega}$ représente le nombre de neutrons prévu dans le volume d^3r autour de \vec{r} d'énergie cinétique dE autour de E , se propageant dans la direction $\vec{\Omega}$ dans l'angle solide $d\vec{\Omega}$ à l'instant t (Figure I.2).

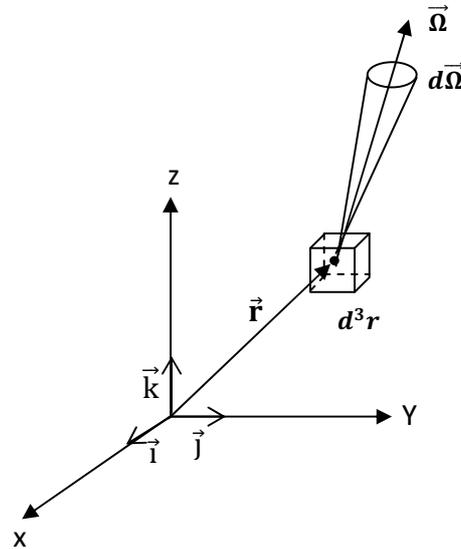


Figure I.2 : Elément de volume contenant des neutrons d'énergie cinétique

En pratique, on définit le flux angulaire $\Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ à partir de la densité des neutrons par :

$$\Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = v N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \quad (\text{I.18})$$

Expression dans laquelle $\Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)dEd\vec{\Omega}$ est le nombre moyen des neutrons d'énergie cinétique dans l'intervalle dE autour de E se propageant dans l'angle solide $d\vec{\Omega}$ autour de $\vec{\Omega}$, et qui, à l'instant t et par unité de temps, traversent l'unité de surface perpendiculaire à $\vec{\Omega}$.

En intégrant successivement sur toutes les directions de propagation et sur l'énergie on définit [15]:

$$\phi(\mathbf{r}, E, t) = \int_{4\pi} \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)d\vec{\Omega} \quad (\text{I.19})$$

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \int_0^\infty dE \int_{4\pi} \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)d\vec{\Omega} \quad (\text{I.20})$$

où $\phi(\mathbf{r}, t)$ est le flux scalaire (neutrons/cm².sec).

Pour mieux décrire le transport spatial de neutrons suivant des directions particulières, on introduit le vecteur densité de courant angulaire défini en tout point de l'espace des phases par [15] :

$$\begin{aligned}\vec{j}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) &= v\vec{\Omega} \cdot N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \\ &= \vec{\Omega} \cdot \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)\end{aligned}\quad (I.21)$$

La résultante vectorielle des vecteurs de densité de courant (I.21) sur toutes les directions de propagation est, par définition, le courant de neutrons \vec{J}

$$\vec{J}(\vec{r}, E, t) = \int_{4\pi} d\Omega \vec{j}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \quad (I.22)$$

Soit $\vec{ds} = ds \cdot \vec{n}$ un élément de surface orientée par le vecteur unité \vec{n} (Figure I.3).

En intégrant la projection $\vec{j} \cdot \vec{n}$ sur toutes les directions $\vec{\Omega}$, on obtient le courant net de neutrons au point \vec{r} (et par unité d'énergie) traversant, par unité de surface et de temps, l'élément de surface \vec{ds} .

$$\begin{aligned}J_n &= \int_{4\pi} d\Omega \vec{n} \cdot \vec{j}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \\ &= \int_{4\pi} d\Omega \vec{n} \cdot \vec{\Omega} \cdot \vec{\Psi}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)\end{aligned}\quad (I.23)$$

Notons par J_n^+ le courant de particules se déplaçant dans le sens positif défini par \vec{n} et par J_n^- celui de neutrons allant dans le sens négatif.

Donc le courant net peut s'écrire : $J_n(\vec{r}, E, t) = J_n^+(\vec{r}, E, t) - J_n^-(\vec{r}, E, t)$

avec

$$J_n^+(\vec{r}, E, t) = \int_{n \cdot \vec{\Omega} > 0} d\Omega \vec{n} \cdot \vec{\Omega} \cdot \vec{\Psi}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \quad (I.24)$$

$$J_n^-(\vec{r}, E, t) = \int_{n \cdot \vec{\Omega} < 0} d\Omega \vec{n} \cdot \vec{\Omega} \cdot \vec{\Psi}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \quad (I.25)$$

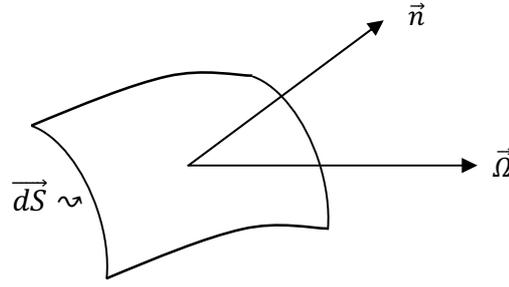


Figure I.3 : Élément de surface orientée

I.2.2.2. Etablissement de l'équation de Boltzmann

Nous pouvons dériver une équation exacte de la densité angulaire de neutrons dans un système en équilibrant tout simplement les différents mécanismes par lesquels les neutrons peuvent être gagnés ou perdus à partir d'un volume arbitraire V . Nous allons considérer les mécanismes qui vont changer le nombre de neutrons dans ce volume et qui sont caractérisés par une énergie spécifique E et se propagent dans une direction spécifique $\vec{\Omega}$.

Le nombre de neutrons dans V ayant une énergie dE autour de E et se propagent dans la direction $d\vec{\Omega}$ autour de $\vec{\Omega}$ est [16]:

$$\left[\int_V N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d^3r \right] dE d\vec{\Omega} \quad (\text{I.26})$$

Le taux de variation de ce nombre dans le temps est donné par une relation d'équilibre.

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\int_V N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d^3r \right] dE d\vec{\Omega} = \text{Gains dans } V - \text{Pertes dans } V \quad (\text{I.27})$$

si nous supposons que le volume arbitraire V est choisi indépendamment du temps, nous pouvons apporter la différenciation de temps à l'intérieur de l'intégration spatiale.

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\int_V N(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d^3r \right] dE d\vec{\Omega} = \left[\int_V \frac{\partial N}{\partial t} d^3r \right]$$

Les différentes voies qui permettent l'apparition ou la disparition des neutrons dans le volume V sont classées comme suit [16] :

- Mécanismes de gains (apparition)
 - (1) Sources de neutrons (fissions, etc.)
 - (2) Neutrons pénétrant dans V à travers la surface S
 - (3) Réaction de diffusion des neutrons
- Mécanismes de pertes (disparition)
 - (4) Les fuites de neutrons à travers la surface S
 - (5) Disparition par absorption et par diffusion

Chacune de ces contributions peuvent être écrites par les expressions mathématiques suivantes :

(1) **termes source** : si on définit le taux de neutrons de la source engendrés dans d^3r autour de r d'énergie dE autour de E et $d\vec{\Omega}$ autour de $\vec{\Omega}$ par :

$$S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) d^3r dE d\vec{\Omega} \quad (I.28)$$

alors la densité de la source dans le volume V est :

$$\left[\int_V S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) d^3r \right] dE d\vec{\Omega} \quad (I.29)$$

(3) apparition par diffusion : lorsque le neutron subit une diffusion, sa direction et/ou son énergie peuvent changer et peut pénétrer dans V . Alors le nombre de neutrons diffusés de (E', Ω') à (E, Ω) est exprimé par :

$$\left[\int_V v' \Sigma_s(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) N(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) d^3r \right] dE d\vec{\Omega} \quad (I.30)$$

Cependant nous devons considérer toute les contributions de $E', \vec{\Omega}'$, d'où

$$\left[\int_V d^3r \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_0^\infty dE' v' \Sigma_s(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) N(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) \right] dE d\vec{\Omega} \quad (I.31)$$

(5) les neutrons peuvent disparaître par absorption. Le taux de collisions dont les neutrons ont subi à un point \vec{r} est :

$$f_r(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = v \Sigma_t(\vec{r}, E) N(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \quad (I.32)$$

Donc en intégrant ce taux de collision sur le volume V , nous trouvons :

$$\left[\int_V v \Sigma_t(\vec{r}, E) N(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) d^3r \right] dE d\vec{\Omega} \quad (I.33)$$

(2) et (4) fuites dans ou à partir de V : nous allons combiner ces termes ensemble et calculer la fuite nette à travers la surface S .

Si on utilise le concept de la densité de courant angulaire $\vec{j}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$, on peut écrire le taux au quel les neutrons s'échappent (sortent) d'un élément de surface $d\vec{S}$ comme suit :

$$\vec{j}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \cdot d\vec{S} = v \vec{\Omega} N(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \cdot d\vec{S} \quad (I.34)$$

par conséquent, la contribution de fuite sur toute la surface S est :

$$(4)-(2) = \int_S d\vec{S} \cdot v \vec{\Omega} N(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$$

en utilisant le théorème de Gauss

$$\int_S d\vec{S} \cdot \vec{A}(r) = \int_V d^3r \vec{\nabla} \cdot \vec{A}(r)$$

on trouve

$$\begin{aligned} \left[\int_S d\vec{S} \cdot v \vec{\Omega} N(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \right] dE d\vec{\Omega} &= \left[\int_V d^3r \vec{\nabla} \cdot v \vec{\Omega} N(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \right] dE d\vec{\Omega} \\ &= \left[\int_V d^3r v \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} N(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \right] dE d\vec{\Omega} \end{aligned} \quad (I.35)$$

La combinaison de tous ces termes permet de trouver l'expression qui donne le taux de variation du nombre de neutrons.

$$\left[\int_V \frac{\partial N}{\partial t} d^3r \right] = (1) + (2) + (3) - (4) - (5)$$

Alors on trouve :

$$\int_V d^3r \left[\frac{\partial N}{\partial t} + v\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} N + v\Sigma_t(\vec{r}, E)N(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) - \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' v'\Sigma_s(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) N(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) - S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \right] dEd\vec{\Omega} = 0$$

Le fait que le volume V a été choisi, alors le seul moyen pour que l'intégrale disparaisse pour tout V est que son intégrant soit identiquement nulle.

$$\int_{\text{tout V}} d^3r f(\vec{r}) = 0 \Rightarrow f(\vec{r}) = \mathbf{0}$$

Donc on arrive à l'équation

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + v\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} N + v\Sigma_t(\vec{r}, E)N(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \\ = \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_0^\infty dE' v'\Sigma_s(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) N(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \end{aligned} \quad (I.36)$$

Cette équation est connue comme l'équation de transport neutronique. C'est une équation intégro-différentielle qui nécessite de lui adjoindre des conditions initiales et aux limites pour pouvoir le résoudre.

Il est commode de réécrire l'équation du transport des neutrons avec ses conditions initiales et aux limites en termes de flux angulaire.

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{\partial \Psi}{\partial t} + \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Psi + \Sigma_t(\vec{r}, E)\Psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \\ = \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \Psi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \end{aligned} \quad (I.37)$$

L'équation peut être facilement généralisée pour inclure la fission nucléaire et ceci par l'introduction d'une composante dans le terme source pour tenir compte des neutrons de fission. Le taux de réactions de fission induit par des neutrons d'énergie cinétique E' et de direction $\vec{\Omega}'$ est $\Sigma_f \cdot \Psi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t)$. Si $\nu(E')$ est le nombre moyen de neutrons produit par fission, alors le taux global auquel les neutrons de fission sont nés à une position \vec{r} est [16]:

$$\int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(E') \Psi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t)$$

Ces neutrons de fission auront une distribution énergétique donnée par le spectre de fission $\chi(E)$.

Si nous supposons que ces neutrons de fission sont émis isotropiquement, alors le terme de source de fission que nous devons inclure dans l'équation de transport est :

$$S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \frac{\chi(E)}{4\pi} \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(E') \Psi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) \quad (\text{I.38})$$

I.2.3. Distribution Énergétique des neutrons dans un réacteur nucléaire

Les neutrons produits dans le processus de fission ont une énergie moyenne d'environ 2MeV. Dans un réacteur thermique ces neutrons sont ralentis par collisions avec les atomes du modérateur jusqu'à ce qu'ils sont en équilibre thermique avec le modérateur et ont une énergie moyenne d'environ 0,025eV.

Il existe donc, dans un réacteur thermique, un spectre d'énergie de neutrons couvrant une plage de plus de huit décades.

Le spectre d'énergie des neutrons est, pour plus de commodité, souvent divisée en trois régions d'énergie: la région thermique constitué de neutrons en équilibre thermique avec le modérateur, la région rapide ou de fission dans lequel les neutrons issus de la fission sont produits, et la région l'intermédiaire qui relie ces deux. Il faut souligner que cette division est purement arbitraire et le spectre d'énergie des neutrons dans un réacteur est une fonction continue de l'énergie.

I.2.3.1. Spectre Maxwellian

Quand les neutrons atteignent l'équilibre thermique avec le modérateur, leurs énergies sont déterminées par la distribution de l'énergie thermique des atomes de modérateur et le spectre d'énergie des neutrons devient une distribution Maxwellien à la température T °K du matériau du modérateur.

La densité neutronique $n(v)$ en fonction de la vitesse ainsi que le flux de neutrons en fonction de l'énergie sont donnés respectivement par l'équation (I.39) et (I.40). Les deux équations sont normalisées par unité de surface [17].

$$n(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2KT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 \exp \left(-\frac{mv^2}{2KT} \right) \quad (\text{I.39})$$

$$\varphi(E) = \frac{E}{KT^2} \exp \left(-\frac{E}{KT} \right) \quad (\text{I.40})$$

à partir de l'équation (I.39) la vitesse la plus probable peut être calculée comme :

$$v_0 = \left(\frac{2KT}{m} \right)^{1/2}$$

qui correspond à une énergie de

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = KT$$

A de nombreuses fins, il est adéquat de définir un flux conventionnel φ_0 comme

$$\varphi_0 = n v_0 \quad (\text{I.41})$$

où n est la densité totale des neutrons, v_0 est une vitesse arbitraire habituellement prise comme 2200 m/s [17]. Cette vitesse est choisie car elle est la vitesse la plus probable pour une distribution de densité Maxwellian. Elle correspond à une énergie de 0.025eV.

I.2.3.2. Spectre Rapide (spectre des neutrons de fission)

La distribution énergétique des neutrons produits dans la fission est donnée par l'approximation de Watt [17].

$$S(E) = Ae^{-E} \sinh\sqrt{2E} \quad (I.42)$$

E est l'énergie en MeV ; $S(E)$ est le nombre de neutrons par unité d'intervalle d'énergie et A

est une constante normalisée de $\sqrt{\frac{2}{\pi e}} = 0.484$. Des modifications ont été apportées à cette formule en incluant des constantes d'ajustement aux deux termes et qui devient :

$$S(E) = Ae^{-bE} \sinh\sqrt{cE} \quad (I.43)$$

où pour U^{235} , $A = 0.4527$; $b = 1.036$; et $c = 2.29$

Cette expression est légèrement différente de celle donnée par Watt.

I.2.3.3. Spectre des énergies des neutrons intermédiaires

La distribution des énergies des neutrons intermédiaires découle des collisions élastiques et inélastiques des neutrons rapides, produits par fission dans le cœur du réacteur, avec les noyaux du milieu modérateur. La forme générale du spectre peut être calculée en considérant le cas simple où on néglige l'absorption de neutron. Le nombre de collisions par seconde et par cm^2 à une énergie E est donné par [17]:

$$D(E) = \varphi(E)N\sigma_s \quad (I.44)$$

où N est la densité atomique, $\varphi(E)$ le flux et σ_s la section efficace de diffusion.

Si $\Delta(E)$ est l'énergie moyenne perdue par collisions, le nombre total de neutrons ralentis en dessous de l'énergie E par seconde et par cm^3 est :

$$q(E) = D(E)\Delta(E) = \varphi(E)N\sigma_s \Delta(E) \quad (I.45)$$

La variation moyenne dans le logarithme de l'énergie est une constante pour toutes les énergies au-dessus de la région thermique, i.e.

$$\xi = \Delta \ln E = \frac{\Delta E}{E} \quad (I.46)$$

donc

$$q(E) = \varphi(E) N \sigma_s \xi E \quad (I.47)$$

Mais si il n'y a pas d'absorption $q(E)$ doit être égale la densité totale de la source q_0 et par conséquent

$$\varphi(E) = \frac{q_0}{\xi N \sigma_s} \frac{1}{E} \quad (I.48)$$

Etant la section efficace de diffusion est généralement constante dans le domaine d'énergie considérée, alors l'équation s'écrit :

$$\varphi(E) = \frac{Cte}{E} \quad (I.49)$$

Le spectre des neutrons intermédiaires dans un modérateur homogène et uniforme est un spectre en $1/E$.

I.2.4. Distribution générale des énergies des neutrons dans un réacteur nucléaire :

Dans un réacteur nucléaire, les neutrons sont produits par le processus de fission de la matière fissile (^{235}U par exemple). Ils naissent avec une énergie de l'ordre du MeV, puis ils sont ralentis par collisions élastique ou inélastique avec le modérateur, le réflecteur et les divers noyaux entrant dans la composition du cœur du réacteur. Suite à ces interaction les neutrons s'échappent ou sont absorbés ; ceux qui subsistent après ralentissement sont dits thermalisés, c'est-à-dire en équilibre thermique avec le milieu ambiant ; leur énergie est alors de l'ordre de l'énergie d'agitation thermique, à savoir de l'ordre de 0.025eV.

Dans le cœur du réacteur les trois distributions énergétiques des neutrons coexistent ensemble. La distribution générale des énergies des neutrons est souvent représentée par une fonction de la forme [18]:

$$\Phi(E) = \begin{cases} A \frac{E}{(KT)^2} \exp\left(-\frac{E}{KT}\right) & E < 1.0 \text{ eV} \\ \frac{B}{E} & 1.0 \text{ eV} \leq E \leq 0.1 \text{ MeV} \\ C \exp(-E) \sinh\sqrt{2E} & 0.1 \text{ MeV} \leq E \leq 20 \text{ MeV} \end{cases}$$

où les paramètres A , B et C sont déterminés par les conditions de continuité.

Une distribution type des énergies des neutrons d'un réacteur nucléaire est représentée sur la figure I.4.

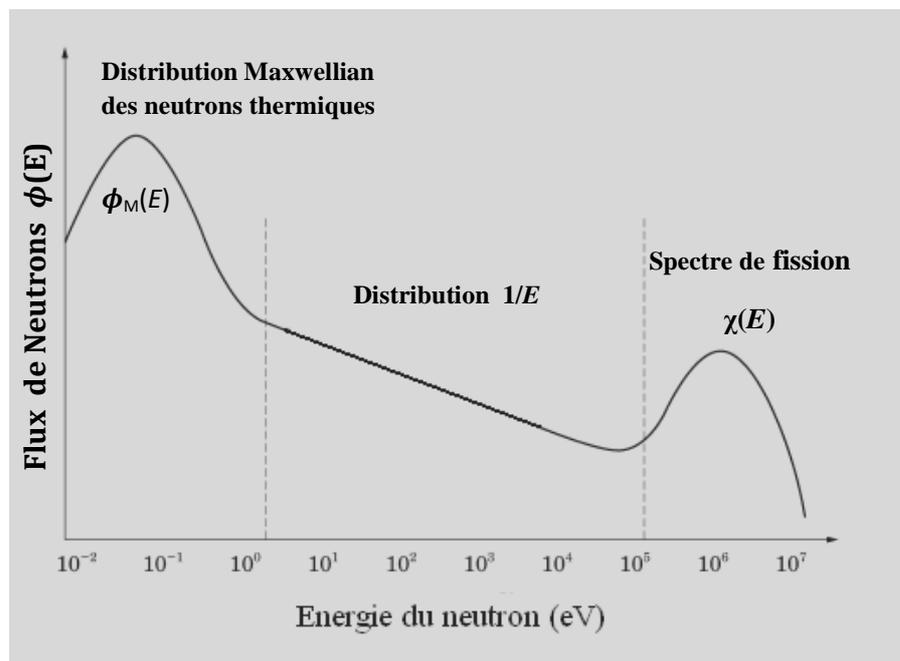


Figure I.4 : Distribution des énergies des neutrons dans un réacteur nucléaire

Chapitre II
Détection et spectrométrie des
neutrons

Chapitre II

Détection et spectrométrie des neutrons

II.1. Détection des neutrons

Les neutrons sont des particules qui ne peuvent pas être détectées directement. En effet, n'ayant pas de charge électrique, les neutrons ne peuvent interagir avec la matière que par chocs élastique, inélastique ou par réactions d'absorption avec les noyaux. Or leur détection est d'une importance capitale dans les expériences de physique nucléaire, dans la physique des réacteurs, dans le contrôle-commande des réacteurs nucléaires ainsi qu'en radioprotection.

Généralement, les neutrons sont détectés à travers les réactions nucléaires qui engendrent des particules chargées énergétiques tels que les protons et les particules α . Ces particules secondaires vont déposer leur énergie dans la matière en la communiquant aux électrons situés à proximité de leur trajectoire. Suivant le milieu traversé, il y aura production de paires d'ions dans le gaz, production de paires électrons-trous dans un semi-conducteur. Les particules peuvent également exciter les molécules voisines qui en se désexcitant émettent des photons lumineux.

Les réactions de diffusion élastique sont moins efficaces pour la détection des neutrons thermiques car, l'énergie transférée au noyau de recul est faible, ce qui rend sa détection difficile. Les réactions d'absorption sont donc privilégiées et leurs sections efficaces augmentent au fur et à mesure que l'énergie des neutrons décroît, alors, elles constituent le processus dominant pour les neutrons thermiques.

Pratiquement, tout les détecteurs de neutrons impliquent la combinaison d'un matériau cible désigné pour la conversion des neutrons en d'autres rayonnements détectables avec des détecteurs conventionnels de rayonnements.

II.1.1. Principes de bases des détecteurs à gaz

Ces détecteurs se présentent comme une enceinte remplie de gaz dans laquelle sont plongées deux électrodes l'anode et la cathode. La détection des rayonnements est basée sur l'ionisation du gaz. Les paires d'ions ainsi créés sont collectés au niveau des électrodes et le signal délivré donne des informations sur le rayonnement qui a interagit avec le gaz du détecteur.

Afin de rendre ces détecteurs sensibles aux neutrons, il peut être envisagé de faire un dépôt de matériaux sensible aux neutrons thermiques (comme, par exemple, le $^{10}_5\text{B}$ ou l' $^{235}_{92}\text{U}$) ou encore de les remplir avec un gaz sensible aux neutrons thermiques (comme le tri-fluorure de Bore, BF_3). Selon la configuration géométrique des électrodes, le type d'isolant utilisé et la différence de potentiel présente entre l'anode et la cathode du détecteur, celui-ci ne fonctionne pas sous le même régime [19]. En ce qui concerne la détection neutronique, les détecteurs gazeux fonctionnent en deux modes : le premier correspond au mode de fonctionnement des chambres d'ionisation et le deuxième à celui des compteurs proportionnels.

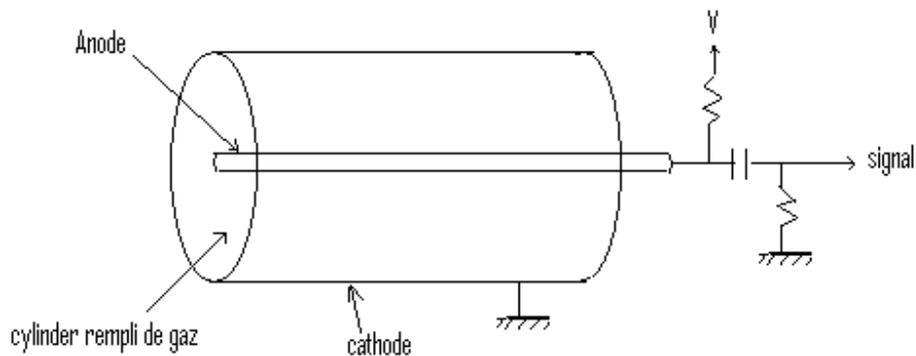


Figure II.1 : Schéma d'un détecteur à gaz.

II.1.1.1. Mode de fonctionnement d'un détecteur gazeux

Les différentes zones de fonctionnement sont présentées sur la **figure (II.2)**. Sur cette figure, les réponses observables pour des particules alpha et bêta sont également comparées. La réponse due aux particules alpha est plus importante que celle due à la particule bêta en raison du fort pouvoir ionisant des particules alpha. Le calcul du nombre d'ions collectés sur la cathode en fonction du champ appliqué fait apparaître les différents modes de fonctionnement d'un détecteur gazeux [19].

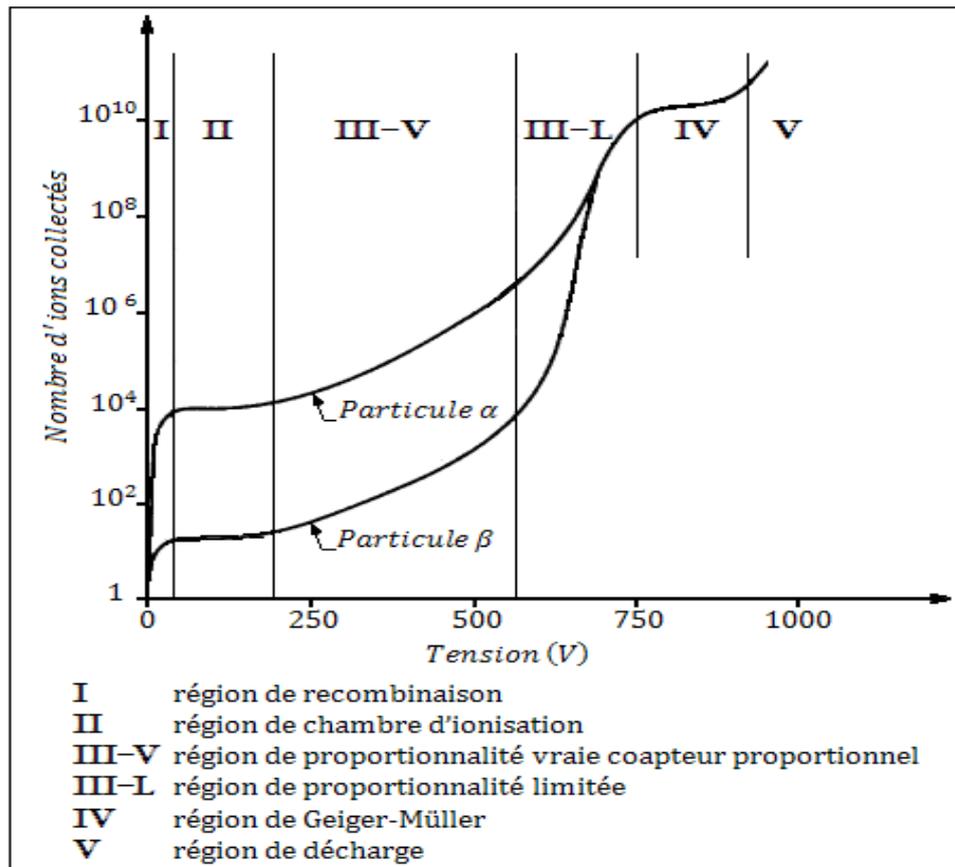


Figure II.2 : mode de fonctionnement des détecteurs à gaz en fonction de la tension appliquée aux bornes des électrodes

Ces modes de fonctionnement sont les conséquences du comportement du gaz en fonction du champ appliqué, on distingue en tout 5 régions :

- **Région I** : ou région de recombinaison : le champ est faible, les électrons et les ions dérivent sous son action mais avec une forte probabilité de se recombiner.
- **Région II** : ou région d'ionisation : c'est un plateau pendant lequel l'ensemble des charges créées est collecté sans production de charge supplémentaire. C'est le mode de fonctionnement d'une chambre d'ionisation.
- **Région III** : ou région de proportionnalité : la charge collectée augmente avec le champ. Les électrons acquièrent assez d'énergie pour engendrer à leur tour d'autres ionisations,

c'est le phénomène d'avalanche. La multiplication électronique est une constante du champ indépendante du nombre d'électrons initial. L'amplitude des signaux recueillis sur les électrodes est directement proportionnelle au dépôt d'énergie, l'identification de particules est alors possible ainsi que la mesure de leur énergie. C'est le mode de fonctionnement du compteur proportionnel. Si on augmente encore le champ, la proportionnalité disparaît avant d'atteindre le plateau Geiger.

- **Région IV :** ou région Geiger-Müller : dans cette région, le champ est si important et il suffit une seule paire électron-ion pour produire une avalanche. Le signal est indépendant de la particule incidente et de son énergie. Travailler au milieu du plateau permet de s'affranchir des variations de champ. C'est le principe du compteur Geiger.
- **Région V :** ou région de décharge : le compteur devient instable et entre en régime de décharge semi autonome.

1. Chambre d'ionisation :

Une chambre d'ionisation est un détecteur qui repère le passage d'une particule. Elle se compose d'une enceinte remplie de gaz dans laquelle plongent deux conducteurs isolés électriquement appelés électrodes entre lesquels on établit un champ électrique. Les deux électrodes sont soumises à une différence de potentiel suffisante pour empêcher la recombinaison des électrons et des ions positifs afin qu'ils puissent être collectés au niveau des électrodes. Les charges (électrons et ions) en dérivant induisent des courants sur les électrodes. Ces courants sont détectés par un amplificateur qui produit un signal électrique.

2. Compteur proportionnel :

Les compteurs proportionnels sont liés au phénomène de multiplication de gaz. Comme les électrons et les ions positifs migrent sous l'influence du champ électrique, ils rentrent en collision avec les molécules neutres. Si le champ appliqué entre les électrodes dépasse une valeur critique, les électrons seront suffisamment accélérés entre les collisions de façon à avoir l'énergie cinétique nécessaire pour ioniser les prochaines molécules neutres qui les entourent. Un électron libéré par ce processus d'ionisation secondaire peut, à son tour, être accéléré suffisamment pour créer d'autres ionisations.

Le phénomène de multiplication du gaz prend donc la forme d'ionisation de collision en cascade. Dans les compteurs proportionnels, l'avalanche s'arrête lorsque tous les électrons libres seront collectés sur l'anode afin de produire une impulsion de charge. Le nombre des événements des ionisations secondaires est proportionnel au nombre de paires ions-électrons qui pourra être multiplié par un facteur aussi grand que mille.

Un compteur proportionnel est constitué d'un tube cylindrique qui contient un matériau convertisseur de neutrons (^{10}B ou ^3He) les particules issues des réactions ionisent le gaz de remplissage du compteur. Si la tension de polarisation est maintenue entre des limites données, le nombre total d'électrons collectés est proportionnel au nombre d'électrons primaires. Tous les électrons, formés à partir de la réaction initiale avec un neutron déterminé, forment une impulsion électrique caractérisée par son amplitude, sa forme et sa durée.

II.1.1.2. Réactions nucléaires utilisées dans les détecteurs à gaz

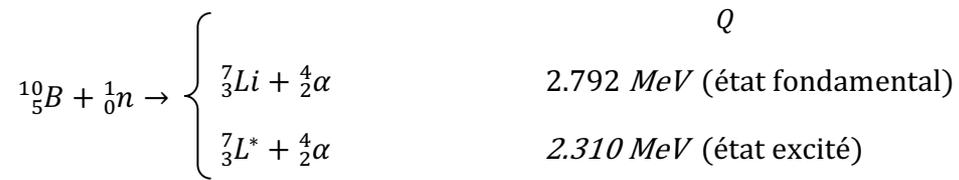
Les neutrons sont généralement détectés par des réactions nucléaires qui émettent instantanément des particules énergétiques chargées tels que des protons, particules alpha, etc. Pratiquement tous les types de détecteurs de neutrons implique la combinaison d'un matériau cible destiné à réaliser cette conversion en même temps que l'un des détecteurs de rayonnement classiques. Étant donné que la section efficace de l'interaction des neutrons dans la plupart des matériaux est d'une grande dépendance de l'énergie des neutrons, donc différentes techniques ont été développées pour la détection de neutrons dans les différentes régions d'énergies [20].

Dans de nombreuses applications, les champs intenses de rayons gamma sont également présents avec des neutrons et le choix de la réaction prend appui sur la capacité de discriminer ces rayons gamma dans le processus de détection.

Il est important de souligner que toutes les réactions courantes utilisées pour détecter les neutrons lents se traduisent par des particules chargées lourdes. Produits de réactions possibles sont énumérés ci-dessous [20].

1. La réaction $^{10}\text{B}(n, \alpha)$

La réaction la plus connue pour la conversion de neutrons lents en particules directement détectables est la réaction $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ qui peut s'écrire :



Quand les neutrons thermiques (0.025eV) sont utilisés pour induire la réaction ${}^{10}\text{B}(n, \alpha)$, environ 94% de toutes les réactions conduisent à l'état excité et seulement 6% directement à l'état fondamental.

L'énergie de chaque particule peut être calculée en appliquant tout simplement le principe de conservation de l'énergie et la quantité de mouvement.

$$E_{\text{Li}} + E_{\alpha} = Q = 2.31 \text{ MeV} \quad (\text{II.1})$$

$$m_{\text{Li}} v_{\text{Li}} = m_{\alpha} v_{\alpha}$$

$$\sqrt{2m_{\text{Li}}E_{\text{Li}}} = \sqrt{2m_{\alpha}E_{\alpha}} \quad (\text{II.2})$$

En résolvant simultanément l'équation (II.1) et (II.2)

$$E_{\text{Li}} = 0.84 \text{ MeV} \text{ et } E_{\alpha} = 1.47 \text{ MeV}$$

2. La réaction ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$

Elle présente aussi une des réactions les plus courantes pour la détection des neutrons thermiques. La réaction peut s'écrire comme :



Le calcul des énergies des produits de la réaction pour un neutron incident d'énergie négligeable permet d'obtenir :

$$E_{\text{H}} = 2.73 \text{ MeV} \text{ et } E_{\alpha} = 2.05 \text{ MeV}$$

3. La réaction ${}^3\text{He}(n, p)$

Le gaz ${}^3\text{He}$ est largement utilisé comme milieu de détection à travers la réaction



Pour les réactions induites par des neutrons lents, le bilan de la réaction $Q = 764 \text{ keV}$ conduit à l'émission des produits de la réaction dans deux directions opposées avec les énergies suivantes :

$$E_p = 0.573 \text{ MeV} \text{ et } E_{{}^3\text{H}} = 0.191 \text{ MeV}$$

La section efficace des neutrons thermiques pour cette réaction est 5330 barns, significativement plus élevé que celle de la réaction de bore, et sa valeur varie également en $1/v$.

4. La réaction de capture du gadolinium pour les neutrons

La section efficace de capture du ${}^{157}\text{Gd}$ pour les neutrons thermiques est 255000 barns. Elle est parmi les sections efficaces nucléaires les plus élevées trouvées dans n'importe quel matériau. L'abondance de cet isotope dans le gadolinium naturel est 15% et quand il absorbe des neutrons il donne lieu à des rayonnements gamma et des électrons de conversions. Car ils sont directement ionisants, ce sont ces électrons rapides qui sont utiles dans l'application de cette réaction pour la détection des neutrons et dans l'imagerie neutronique. Le plus important d'entre eux est l'électron de conversion de 72 keV qui est émis dans 39% des réactions de capture [20].

5. Réactions de fission induites par neutron

Les sections efficaces de fission de ${}^{233}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$, et ${}^{239}\text{Pu}$ sont relativement larges pour les neutrons thermiques et donc ces matériaux peuvent être utilisés comme la base des détecteur de neutrons lents. La réaction de fission est caractérisée par un bilan Q (environ 200 MeV) extrêmement grand par rapport aux réactions décrites précédemment. En conséquence, les détecteurs basés sur la réaction de fission peuvent souvent donner des impulsions de sortie dont les ordres de grandeurs sont plus importants que ceux induits par des réactions concurrentes ou des rayons gamma incidents, ainsi qu'une nette discrimination peut être accomplie.

II.1.2. Détecteurs de Neutrons thermiques

Beaucoup de techniques de détection de neutrons ont été développées. On peut les classer dans deux méthodes principales : passive et active. La méthode passive ne fournit pas de signaux électriques dans le temps où l'événement est enregistré (e.g. les feuilles d'activation) mais elle donne une valeur moyenne du flux correspondant au temps d'exposition. La méthode active c'est elle qui est appliquée dans les détecteurs à gaz, à scintillation et à semi-conducteur [21]. Elle donne la valeur instantanée du flux et son évolution dans le temps.

II.1.2.1. Détecteurs à gaz :

Pour la détection des neutrons thermiques, différents types de détecteurs à gaz sont disponibles.

1. Compteur proportionnel BF_3

Il est parmi les détecteurs les plus utilisés pour la détection des neutrons lents. Dans ce détecteur, le tri-fluorure de bore est utilisé comme cible pour la conversion des neutrons en d'autres particules secondaires détectables [20].

Le principe de détection est simple : les produits de la réaction des neutrons avec le bore ^{10}B ionisent le gaz (BF_3) et les charges apparues sont séparées par un champ électrique et collectées sur l'anode et la cathode du détecteur. Les noyaux d'He et Li vont perdre leur énergie dans le gaz où ils se déplacent et créent par collisions (essentiellement des collisions inélastiques) des paires ions positifs-électrons. Cette ionisation est caractérisée par l'énergie d'ionisation W_i exprimée en eV, qui donne l'énergie nécessaire pour créer une paire d'ions. Pour le gaz BF_3 l'énergie d'ionisation W_i est de l'ordre de 36 eV pour des particules de 0 à 2 MeV [22].

Les compteurs proportionnels, utilisés pour la détection des neutrons dans le réacteur, sont généralement constitués d'une cathode cylindrique (en acier, cuivre, aluminium, Etc.) de quelques centimètres de diamètre, dans l'axe est tendue une anode (en acier inox, tungstène, etc.) d'un diamètre de quelques dizaines de micromètres. L'anode et la cathode sont, bien entendu isolées électriquement l'une de l'autre (verre ou céramique). Ces tubes contiennent un matériau convertisseur de neutron en ^{10}B . Le bore enrichi en général à plus de 90 en ^{10}B peut être introduit

soit sous forme gazeuse (BF_3), soit forme solide (bore cristallin). Le tube compteur est rempli par BF_3 à une pression la plus souvent inférieure ou égale à 1 bar.

Les particules issues de réaction $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ ionisent le gaz de remplissage du tube compteur. On applique entre l'anode et la cathode une différence de potentiel telle que le champ électrique, au voisinage de l'anode, confère aux électrons primaires assez d'énergie pour ioniser à leur tour les molécules de gaz. Il y a donc multiplication électronique si la tension de polarisation est maintenue entre des limites données, le nombre total d'électrons collectés est proportionnel au nombre d'électrons primaires.

Tous les électrons, formés à partir de la réaction initiale avec un neutron déterminé, forment une impulsion électrique caractérisée par son amplitude, sa forme et sa durée. Cette impulsion est amplifiée puis elle passe dans un discriminateur qui permet de classer les impulsions en fonction de leur amplitude.

2. Chambre d'ionisation à dépôt de $^{10}_5\text{B}$:

C'est un compteur proportionnel rempli de gaz, utilise la même réaction que le compteur BF_3 , excepté que le bore n'est pas introduit sous forme gazeuse mais sous forme d'un dépôt solide sur les parois internes du compteur et d'autre part le gaz de remplissage est un mélange classique Argon+ CO_2 . Puisque la réaction $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ a lieu dans une couche très mince près des parois (**Figure II.3**), uniquement une de ces particules α ou ^7Li a la chance de pénétrer dans le volume sensible du détecteur et produit une impulsion ; l'autre particule est freinée dans les parois [8].

Dans les chambres d'ionisation (**Figure II.3**) se fait une simple collection directe des charges produites par la formation des paires ions-électrons initiaux. Elles peuvent fonctionner en mode courant continu ou en mode impulsion.

Les chambres servent, en premier lieu, à mesurer le flux de particules. En raison de la stabilité de ce mode de détection, liée à l'absence de fluctuation des processus de multiplication, on peut atteindre une grande précision. On peut même détecter des particules individuelles, si elles délivrent suffisamment d'ions. Les dimensions de la chambre déterminent la résolution spatiale et temporelle. Cette dernière n'a pas d'importance dans la mesure intégrale d'un flux.

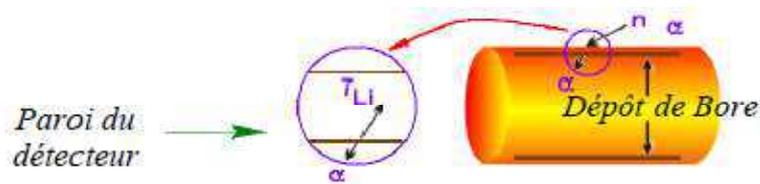


Figure II.3 : Chambre d'ionisation à Dépôt de Bore.

Il existe une variante de chambres d'ionisation à dépôt de ^{10}B qui sont constitués, généralement, d'une cathode sous forme d'un tube cylindrique sur lequel (sur la face intérieur) est déposé le Bore enrichi à plus de 90 % en ^{10}B . Le passage d'un neutron thermique par les parois du détecteur induit une réaction de capture. Les charges créées induisent un signal sur les électrodes, signature du passage d'un neutron thermique.

Le compteur proportionnel BF_3 et la chambre d'ionisation à dépôt de bore sont principalement utilisés pour mesurer le flux de neutrons thermiques (nombre de neutrons) et non pas le spectre d'énergie [8].

3. Compteurs à Hélium 3 :

La réaction des neutrons avec ^3He peut être utilisée pour faire de la spectrométrie de neutrons et du comptage de neutrons thermiques.

Les compteurs proportionnels remplis avec de ^3He sont largement utilisés, spécialement dans les mesures de temps de vol. L'efficacité du compteur peut être augmentée en augmentant la pression du gaz. Un des problèmes des compteurs à ^3He est l'effet des parois. Si la réaction $^3\text{He}(n,p)$ du neutron avec les molécules du gaz a lieu très près de la paroi du compteur, il y a une forte probabilité qu'une fraction uniquement d'énergie de la particule chargée sera déposée dans le compteur. Et par conséquent, des impulsions très faibles (de petites tailles) sont produites et qui ne relèvent pas du pic principal. Il y a deux voies pour surmonter ce problème, la première consiste à utiliser un compteur avec un grand diamètre de sorte que la fraction des réactions ayant lieu près de la paroi soit petite et la deuxième consiste à augmenter le pouvoir d'arrêt du gaz soit en augmentant sa pression ou en ajoutant une petite quantité d'un autre gaz.

La pression du gaz et de la tension de fonctionnement sont plus élevées dans le compteur à ^3He que dans le BF_3 . La pression de ^3He est souvent entre 404 and 1010 kPa (4-10 atm), et la tension de fonctionnement est 3000-5000 V [8].

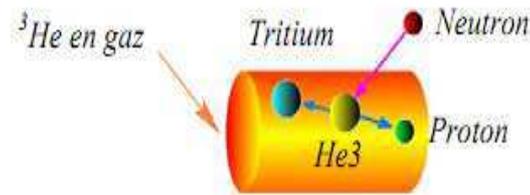


Figure II.4 : Compteur Proportionnel à ^3He

4. Les chambres à fission

Le fonctionnement des chambres à fission est basé sur l'ionisation d'un gaz par les fragments émis en cours de la fission par un neutron d'un noyau du matériau fissile contenu dans la chambre. Les électrons primaires créés dans le gaz sont collectés sans multiplication sur l'électrode signal. Elles peuvent fonctionner en mode impulsionnel, en mode fluctuation et en mode courant.

Les fragments de fission sont des particules fortement ionisantes à cause de leur énergie et de leur charge électrique et de ce fait, il existe un fort contraste entre les impulsions de neutrons et celles dues à des rayonnements concomitants [23].

Dans la plupart des compteurs à fission, la surface interne du détecteur est recouverte avec un isotope fissile (**Figure II.5**). Quand la fission a lieu, un des fragments de fissions (noté FF_1) est émis vers le centre du compteur et sera détecté. Par contre, l'autre fragment (FF_2) s'arrête dans la matériau fissile déposé ou dans la paroi du compteur. Le taux de comptage d'un compteur à fission est proportionnel au nombre de fissions produites, qui est proportionnel au flux de neutrons [8].

Les compteurs à fission peuvent être utilisés soit pour la détection des neutrons thermiques ou des neutrons rapides. Si la paroi du compteur est recouverte avec ^{235}U , essentiellement seuls les neutrons thermiques sont détectés à cause de la section efficace de fission de ^{235}U pour les neutrons thermiques qui est 500 fois plus élevée que celle pour les

neutrons rapides. Par contre si la paroi est recouverte avec ^{238}U ou ^{232}Th , uniquement les neutrons rapides ayant une énergie cinétique supérieure à 1 MeV seront détectés.

Les compteurs à fission sont utilisés pour mesurer le flux et non pas l'énergie des neutrons. La sensibilité des ces compteurs diminue en fonction de l'exposition à cause de la consommation de l'isotope fissile [8].

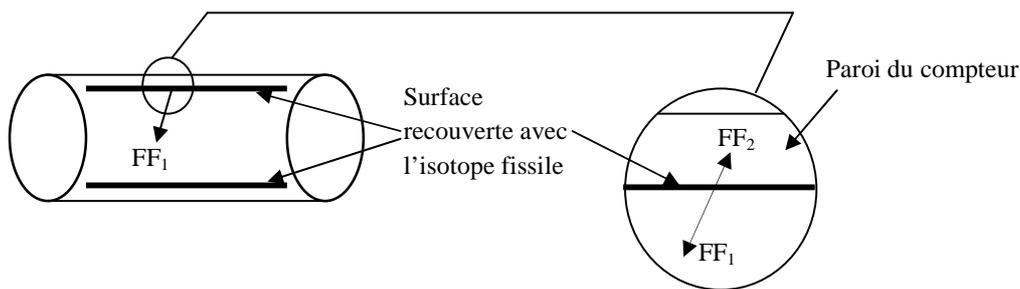


Figure II.5 : Compteur à Fission

II.1.2.2. Détection et mesure du flux de neutrons par la méthode d'activation des feuilles

La détection des neutrons par la méthode d'activation des feuilles est basée sur la production d'un radioisotope par la capture d'un neutron, et du comptage subséquent du rayonnement émis par ce radioisotope. Dans un réacteur nucléaire, les réactions les plus rencontrées sont les réactions de capture neutronique (n, γ) [5]. La mesure de l'activité induite sur des feuilles très minces présentant de grandes sections efficaces d'activation permet de remonter au calcul du flux de neutrons.

Dans cette technique, les échantillons sont d'habitude sous forme de disques minces, ou de feuilles métalliques. Le choix du matériau de la feuille d'activation dépend de la réponse d'énergie désirée, de la densité de flux de neutrons et du temps d'irradiation.

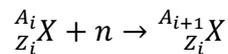
Certains éléments présentent d'importantes sections efficaces pour les neutrons thermiques, ou des sections efficaces très prononcées dans la région des neutrons intermédiaires appelées résonances. Par contre certains autres éléments, appelés détecteurs à seuil, ne réagissent qu'avec des neutrons d'énergies supérieures à 1 MeV [5].

Quelques éléments utilisés pour la mesure du flux thermique sont indiqués dans le tableau suivant [17]:

Elément	Isotope	Section efficace 2200m/s (b)	Radioisotope avec la période	Remarques
Au	$^{197}\text{Au}(100\%)$	98.7	^{198}Au (2.7 jours)	- Comptage β ou γ
Dy	$^{164}\text{Dy}(28.18\%)$	2000	$^{165\text{m}}\text{Dy}$ (1.3 min)	- Isotope utilisé ^{165}Dy
		800	^{165}Dy (140 min)	- Comptage β
Cu	$^{63}\text{Cu}(69.1\%)$	4.4	^{64}Cu (12.9 h)	- Isotope utilisé ^{64}Cu
	$^{65}\text{Cu}(30.9\%)$	1.8	^{66}Cu (5.14 min)	- Comptage β
Mn	$^{55}\text{Mn}(100\%)$	132	^{56}Mn (2.58 h)	- Comptage β ou γ

Tableau II.1 : Exemple de quelques éléments utilisés dans la mesure du flux de neutrons thermiques

Pour une cible d'isotope $^{A_i}_{Z_i}X$ la réaction de capture est [8]:



La destruction des ces atomes se font selon l'équation

$$-\frac{dN_i(t)}{dt} = N_i(t) \int_0^\infty dE \sigma_i(E) \phi(E) \quad (\text{II.3})$$

Nous supposons que la présence de la feuille ne perturbe pas le flux.

L'intégral sur toute l'énergie dans l'équation (II.3) est souvent exprimée par :

$$\int_0^\infty dE \sigma_i(E) \phi(E) = \bar{\sigma}_i \int_0^\infty dE \phi(E) = \bar{\sigma}_i \phi = \sigma_i \phi \quad (\text{II.4})$$

Il faut noter ici que dans tout ce qui suit on a utilisé la notation σ_i sans la barre et qui représente section efficace moyen sur tout le spectre d'énergie.

En utilisant l'Eq (II.4), la solution de l'Eq (II.3) est :

$$N_i(t) = N_i(0)e^{-\sigma_i \phi t} \quad (\text{II.5})$$

où : $N_i(0)$ est le nombre d'atome de l'isotope A_i à l'instant $t = 0$

$$N_i(0) = \frac{a_i m N_A}{A_i}$$

La production de l'isotope A_{i+1} est exprimée par

$$\frac{dN_{i+1}(t)}{dt} = N_i(t)\sigma_i\phi - N_{i+1}(t)\sigma_{i+1} - \lambda_{i+1}N_{i+1}(t) \quad (\text{II.6})$$

Avec la condition initiale $N_{i+1}(t) = 0$, la solution de cette équation est :

$$N_{i+1}(t) = \frac{\sigma_i N_i(0)\phi}{\lambda_{i+1} + \sigma_{i+1}\phi - \sigma_i\phi} \{ \exp(-\sigma_i\phi t) - \exp[-(\lambda_{i+1} + \sigma_{i+1}\phi)t] \} \quad (\text{II.7})$$

L'activité du radioisotope A_{i+1} formé après un temps d'irradiation t

$$A_{i+1}(t) = N_{i+1}(t)\lambda_{i+1} = \frac{\sigma_i N_i(0)\phi}{1 + \frac{(\sigma_{i+1} - \sigma_i)\phi}{\lambda_{i+1}}} \{ \exp(-\sigma_i\phi t) - \exp[-(\lambda_{i+1} + \sigma_{i+1}\phi)t] \} \quad (\text{II.8})$$

Cette équation se réfère au cas le plus général. En pratique, la cible est choisie de sorte que

- ✓ La fraction des noyaux de la cible détruits est négligeable, i.e, $\sigma_i\phi t \ll 1$.

- ✓ Le radioisotope produit a une section efficace d'absorption de neutrons tel que $\lambda_{i+1} \gg \sigma_{i+1}\phi$

Si ces deux conditions sont satisfaites l'équation

$$A_{i+1}(t) = \sigma_i N_i(0)\phi [1 - \exp(-\lambda_{i+1}t)] \quad (\text{II. 9})$$

Qui est la forme la plus familière de l'activité ou de l'équation d'activation, et qui montre que le flux de neutrons est proportionnel à l'activité de la feuille irradiée.

Le comptage de l'activité est effectué après un certain temps de l'arrêt de l'irradiation. Il est d'usage de considérer le temps d'arrêt de l'irradiation comme $t=0$.

Si le comptage est effectué entre le temps t_1 et t_2 , le nombre de désintégration dans cette période est :

$$D(t_1, t_2) = \int_{t_1}^{t_2} A_{i+1}(t) dt = \frac{N_i(0)\sigma_i\phi}{\lambda_{i+1}} [1 - \exp(-\lambda_{i+1}t_0)] (e^{-\lambda_{i+1}t_1} - e^{-\lambda_{i+1}t_2}) \quad (\text{II. 10})$$

Supposant que nous comptons des particules d'énergie E_k pour laquelle e_k est la probabilité d'émission par décroissance. Alors le comptage brut enregistré, G_k , sera

$$G_k = \varepsilon_k e_k F \Omega \frac{N_i(0)\sigma_i\phi}{\lambda_{i+1}} [1 - \exp(-\lambda_{i+1}t_0)] (e^{-\lambda_{i+1}t_1} - e^{-\lambda_{i+1}t_2}) + B$$

Avec :

ε_k est l'efficacité de détection de la particule d'énergie E_k .

Ω est l'angle solide.

B est le comptage du bruit de fond enregistré dans le temps $T = t_2 - t_1$.

Le facteur F tient en compte toutes les autres corrections tels l'auto absorption de la feuille et la rétrodiffusion.

Pour déterminer la distribution du flux, et non pas la valeur absolue du flux, les feuilles sont placées dans des positions x_j connues, puis elles sont irradiées pendant un temps t_0 . Les

activités des feuilles sont mesurées par le même détecteur. A n'importe quel point x_j , le flux peut être écrit de la façon suivante :

$$\phi(x_j) = \frac{L[G_k(x_j) - B_j]}{m_j C_j} \quad (\text{II. 11})$$

Où l'indice j indique la position de la feuille ; m_j est la masse de la feuille à la position j .

$$C_j = [\exp(-\lambda_{i+1}t_1) - \exp(-\lambda_{i+1}t_2)]$$

$$L = \lambda_{i+1} \left(\varepsilon_k e_k F \Omega \frac{N_A}{A_i} [1 - \exp(-\lambda_{i+1}t_0)] \right)^{-1}$$

Les avantages principaux des détecteurs par activation sont :

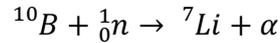
- ils sont moins chers et peu encombrants du fait qu'ils possèdent de petites tailles ;
- ils sont insensibles aux rayonnements γ ;
- ils ne nécessitent pas la mise en œuvre des équipements électroniques et des connexions électriques.

II.1.2.3. Les Détecteurs Solides de Traces Nucléaires (DSTN)

Les détecteurs solides de traces nucléaires sont des corps diélectriques dont la structure est modifiée par bombardement par des ions énergétiques.

Le principe de la cartographie des distributions des flux de neutrons par les DSTN est basé sur l'utilisation d'un convertisseur neutrons-particules chargées intimement mis en contact avec un détecteur solide de traces nucléaires [2]. Les particules issues des réactions nucléaires dans le convertisseur sont mises en évidence dans le DSTN par les traces latentes qu'elles y produisent. Pour la détermination de la distribution des neutrons thermiques, on utilise un système de détection composé d'un convertisseur boré en contact avec un DSTN, généralement de type CR-39. L'isotope ^{10}B , d'abondance naturelle de 10 %, présente une grande section

efficace de réaction pour les neutrons thermiques, $\sigma \approx 3838$ barns. La réaction nucléaire donne naissance à deux particules chargées énergétiques, α et ${}^7\text{Li}$:



Les particules α et ${}^7\text{Li}$ sont émises dans des directions opposées et de façon isotrope pour les neutrons d'énergie thermique (~ 0.025 eV). A chaque réaction correspond deux particules chargées dont une seule est détectée par le DSTN [2].

Sur la surface délimitée par les dimensions du détecteur (CR-39), la répartition des traces des particules chargées dépend de la distribution spatiale du flux de neutrons. En tout point de la surface du détecteur on peut écrire :

$$N(x, y) = N_0 \sigma \phi(x, y) t \quad (\text{II.12})$$

où :

$N(x, y)$: densité de traces nucléaires dans le détecteur ;

N_0 : densité de ${}^{10}\text{B}$ dans le convertisseur ;

σ : section efficace de la réaction ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$;

$\phi(x, y)$: flux de neutrons ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) ;

t : durée d'irradiation.

La variation spatiale de la densité surfacique des traces nucléaires sur le détecteur est proportionnelle à la distribution spatiale du flux de neutrons. On peut alors écrire [2]:

$$N(x, y) \propto \phi(x, y)$$

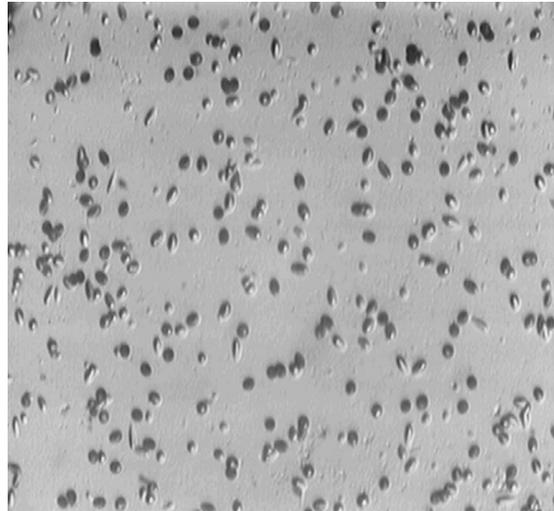


Figure II.6: Traces des particules chargées issues de la réaction nucléaire

$^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ observées dans le détecteur solide de traces nucléaire CR-39.

II.2. Spectrométrie de neutrons

La spectrométrie est l'aspect de mesure des rayonnements conduisant à la détermination de la distribution en énergie des particules émises par une source radioactive ou par une réaction nucléaire.

L'information sur le spectre d'énergies des neutrons est très importante pour les différentes études développée autour des réacteurs nucléaires. Certaines applications nucléaires dans les canaux d'irradiation nécessitent une connaissance précise de la répartition locale des énergies de neutrons. Pour ces raisons, plusieurs techniques de spectrométrie de neutrons ont été développées dont on va citer quelques unes.

II.2.1. Mesure du spectre d'énergies des neutrons par la méthode du proton de recul

La spectrométrie des neutrons par le proton de recul est basée sur la mesure de l'énergie des protons mis en mouvement suite à la diffusion élastique des neutrons avec les noyaux d'hydrogène que contient le matériau du détecteur. Puisque les neutrons et les protons ont

approximativement la même masse, un neutron peut, en une seule collision transférer toute son énergie cinétique au proton. Ce dernier acquiert une distribution d'énergie qui se présente sous forme d'une fenêtre rectangulaire dont l'énergie minimale est nulle et l'énergie maximale est égale à celle du neutron incident [18].

Considérant le cas d'une collision élastique entre un neutron d'énergie E_n avec un proton au repos (**Figure II.7**). Pour calculer l'énergie cinétique du proton après collision [8], on doit appliquer les équations de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement en posant $Q = 0$ et $M_n = M_p$ on trouve :

$$E_p = E_n \cos^2 \theta \quad (\text{II.13})$$

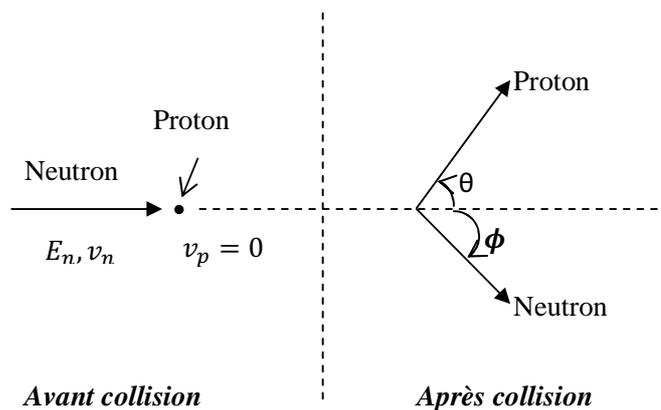


Figure II.7 : Cinématique de la collision neutron-proton

Les protons de recul ionisent le milieu composant le détecteur et produisent des impulsions. Le spectre d'impulsions des protons de recul est donné par la relation de convolution sous forme discrète suivante [18] :

$$A_i = \sum_{j=1}^n R_i(E_j) \Phi(E_j) \Delta E_j \quad (i = 1, 2 \dots m) \quad (\text{II.14})$$

où :

A_i : intensité de l'impulsion dans le canal i ;

n : nombre de groupe d'énergie ;

m : nombre de canaux de l'analyseur multicanaux ;

$R_i(E_j)$: fonction de réponse du système de détection dans le canal i et pour le groupe d'énergie E_j ;

$\Phi(E_j)$: flux de neutrons du groupe d'énergie E_j .

Cette équation peut s'écrire sous forme matricielle :

$$A = R\Phi$$

où A et Φ sont des vecteurs de dimensions respectives m et n , R est une matrice rectangulaire de dimension (m, n) .

II.2.1.2. Le système multi-sphères : Sphères de BONNER

Ce sont BRAMBLETT, EWING et BONNER qui ont décrit en 1960 un dispositif de dosimétrie des neutrons utilisant des sphères modératrices en polyéthylène de différents diamètres. Ce système permet le tracé du spectre des neutrons à partir des données fournies par un nombre plus ou moins important de sphères placées dans le champ [24].

Le polyéthylène a pour rôle de dégrader par diffusion l'énergie des neutrons incidents pour les amener à l'énergie thermique. Au centre de la sphère, on dispose d'un détecteur sensible aux neutrons thermiques. La sensibilité de chaque sphère de Bonner est maximale à une certaine énergie de neutrons. Cette énergie dépend du diamètre de la sphère (l'utilisation de sphères de différents diamètres permet la discrimination des énergies des neutrons incidents). Pour une sphère de petite taille les neutrons sont faiblement modérés. Les neutrons de basse énergie ont une probabilité raisonnable d'être détectés, alors que les neutrons les plus énergétiques ont tendance à s'échapper. Pour les sphères de taille plus importante, le phénomène de modération est accentué. Les neutrons rapides sont ralentis à l'intérieur du modérateur et arrivent au détecteur à l'état thermique tandis que les neutrons thermiques sont capturés à l'intérieur du modérateur et n'atteignent pas le détecteur.

Le spectre d'énergie des neutrons est déterminé à partir des taux de comptage et les fonctions réponses. Le taux de comptage $A_i (s^{-1})$, obtenu avec une sphère de rayon r_i dans un point d'un champ neutronique est la convolution de la fonction réponse $R_i(E_j)$ de cette sphère, avec la distribution en énergie du flux $\Phi(E_j)$ des neutrons mesurés dans ce même point. Pour un système multi-sphère le taux de comptage est exprimé par le système d'équations [18]:

$$A_i = \sum_{j=1}^n R_i(E_j) \Phi(E_j) \Delta E_j \quad i = 1, \dots, m \quad (\text{II.15})$$

où :

m : nombre de sphères utilisées ;

n : nombre de groupes d'énergie qui s'étend de l'énergie thermique jusqu'à quelques dizaines de MeV ;

$\Phi(E_j)$: flux énergétique des neutrons dans l'intervalle ΔE_j ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{MeV}^{-1}$) ;

$R_i(E_j)$: réponse moyenne de la sphère r_i .

La **Figure II.8** représente des sphères de BONNER en polyéthylène de différents diamètres:



Figure II.8 : sphères de BONNER.

II.2.3. La méthode de temps de vol

La méthode de temps de vol (TOF : time of flight) permet de déterminer l'énergie du neutron avec une résolution meilleure que n'importe quel autre détecteur. Elle permet de mesurer avec précision l'énergie de la particule si sa masse est connue [8].

Dans cette méthode la source est pulsée (le faisceau continu est transformé en bouffées) et la vitesse des neutrons dans une bouffée est mesurée par son temps de vol le long d'une distance définie.

La vitesse du neutron v est calculée à partir du temps t qu'il a mis pour parcourir une distance L .

$$v = \frac{L}{t} \quad (\text{II. 16})$$

L'énergie cinétique du neutron est donnée par la relation suivante [8] :

$$E = Mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) = Mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{L^2}{c^2 t^2}}} - 1 \right) \quad (\text{II. 17})$$

Dans le cas non relativiste l'énergie cinétique du neutron est donnée par :

$$E_{NR} = \frac{1}{2} M v^2 = \frac{1}{2} M \frac{L^2}{t^2} \quad (\text{II. 18})$$

où

c : vitesse de la lumière ;

M : masse du neutrons au repos du neutron ;

L distance de vol ;

t temps-de-vol.

D'habitude on utilise la quantité t / L comme figure de mérite pour les expériences de temps de vol. Des équations II.16 et II.17 on obtient :

$$\left(\frac{t}{L} \right)_{Rel} = \frac{1}{c} \left[1 - \left(\frac{Mc^2}{E + Mc^2} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (\text{II. 19})$$

$$\left(\frac{t}{L} \right)_{NR} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{Mc^2}{2E}} \quad (\text{II. 20})$$

Quelques valeurs typiques de t/L pour plusieurs énergies de neutrons sont données dans le tableau II.2 [8].

E (eV)	$t/L(\mu\text{s/m})$	E (MeV)	$t/L(\text{ns/m})$
0.01	722	0.1	228
0.1	228.5	1	72.3
1	72.2	2	51.2
10	22.8	5	32.4
100	7.2	10	23
1000	2.3	20	16

Tableau II.2 : Valeurs typiques de t/L pour plusieurs énergies de neutrons

II.2.4. Le spectromètre à Cristal:

La mesure de l'énergie du neutron avec un spectromètre à cristal est basée sur le principe de diffraction de Bragg.

A chaque neutron d'énergie E est associée une onde dont la longueur d'onde est donnée par la relation de de Broglie [8]:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{0.28602}{\sqrt{E(\text{eV})}} \quad (\text{II. 21})$$

Où :

h est la constante de Planck.

$p = Mv = \sqrt{2ME}$ est la quantité de mouvement du neutron.

Pour les neutrons lents et thermiques, λ est d'ordre des grandeurs d'onde des rayons X, c'est-dire voisine de la distance qui sépare deux plans réticulaires successifs d'un cristal. On pourra donc appliquer aux neutrons les expériences de diffraction cristalline, comme celle de Bragg, faites avec une source de rayons X [12].

Dans la figure II.9, les neutrons de longueurs d'onde λ sont diffractés selon un angle θ donné par la formule de Bragg :

$$k \lambda = 2 d \sin\theta \quad (\text{II. 22})$$

k étant un nombre entier et d la distance entre deux plans réticulaires successifs. La vitesse v des neutrons diffusés sélectivement dans la direction θ est donc :

$$v = \frac{k \cdot h}{2d \cdot M \sin\theta} \quad (\text{II.23})$$

En modifiant la valeur de θ , on peut choisir ainsi des neutrons d'énergies comprises entre 0,01 eV et 100 eV.

Le tableau ci-dessous donne un exemple des valeurs des énergies des neutrons en fonction de l'angle de diffraction dans le cas d'un cristal de NaCl ($d = 2.8\text{\AA}$).

E	λ	$\theta(1^\circ \text{ ordre})$
0,01 eV	$3 \cdot 10^{-8} \text{ Cm}$	31°
1,0 eV	$3 \cdot 10^{-9} \text{ Cm}$	3°
100 eV	$3 \cdot 10^{-10} \text{ Cm}$	0.3°
10 KeV	$3 \cdot 10^{-11} \text{ Cm}$	0.03°
1 MeV	$3 \cdot 10^{-12} \text{ Cm}$	0.003°

Tableau II.3 : angle de diffraction θ pour les neutrons, dans le cas d'un cristal de NaCl ($d = 2.8\text{\AA}$)

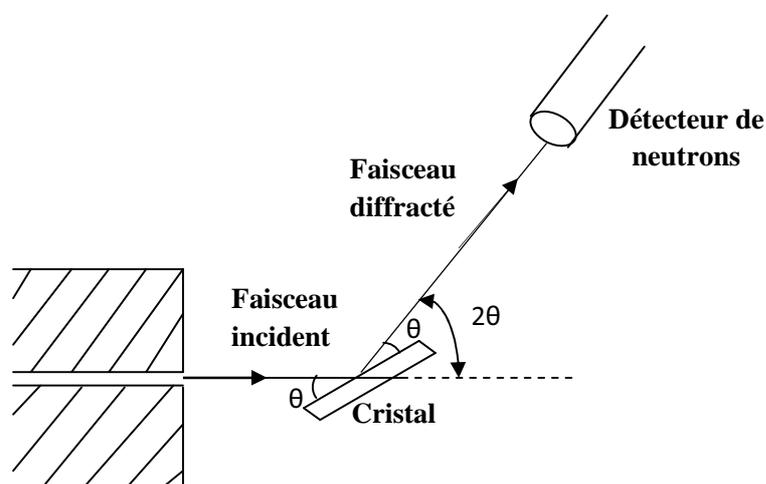


Figure II.9 : Principe d'un spectromètre basé sur la diffraction neutronique

Chapitre III
Détecteurs Solides de Traces
Nucléaires

Chapitre III

DéTECTEURS SOLIDES DE TRACES NUCLÉAIRES

III.1. Introduction

Le passage des particules fortement ionisantes à travers la plupart des solides donne naissance à d'étroites zones (de 20 Å à 100 Å) de dommages intenses à l'échelle atomique. Ces dommages peuvent être révélés et rendus observables au microscope optique par un traitement chimique et/ou électrochimique approprié qui attaque préférentiellement la zone endommagée. Les milieux solides qui, une fois irradiés et après un traitement approprié, présentent des traces sont appelés *DéTECTEURS SOLIDES DE TRACES NUCLÉAIRES* (D.S.T.N).

La branche de recherche sur les détecteurs solides de traces nucléaires est née en 1958 lorsque D.A.Young a découvert les premières traces des fragments de fission de l'uranium dans un cristal de LiF. Le LiF a été placé en contact avec une feuille d'uranium puis irradié avec des neutrons thermiques. Les fragments de fission de l'uranium produits ont engendrés des endommagements dans cristal de LiF [25]. Une année après, SliK and Barnes ont mis en évidence des traces de fragments de fission de l'uranium-235 par observation au microscope électronique (TEM), dans du mica [25].

En 1962, Price et Walker avaient mis au point la technique d'observation en microscope optique des traces individuelles des fragments de fissions créées en profondeur dans différents milieux condensés. Ils ont montré que l'attaque par un réactif chimique tel qu'un acide ou une base s'effectue préférentiellement le long de la trajectoire des particules ionisantes dans le matériau qu'elles endommagent. Cette attaque chimique agrandit les traces qui deviennent alors visibles au microscope ordinaire [14]. Avec Fleischer, ils donneront par la suite les premières idées concernant les mécanismes possibles du développement chimique et de la formation des traces des ions lourds à l'intérieur des matériaux [14]. Depuis, des traces révélables ont été observées dans de nombreux cristaux, verres et dans une grande variété de polymères.

La simplicité de la technique de détection des rayonnements au moyen des D.S.T.N et son prix de revient peu coûteux ont entraîné un développement dans la recherche fondamentale sur les DSTN ainsi que l'application de cette technique à des champs très variés de la science et de la technologie (sciences nucléaires, astrophysique, géologie, archéologie, géophysique).

III.2. Nature des détecteurs solides de traces nucléaires

Le type de dommage produit par l'irradiation des solides dépend non seulement de la nature du rayonnement ionisant mais aussi de la nature du solide lui-même. Il y a des différences considérables dans l'étendue et le type du dommage produit, dans les grandes classes des DSTN à savoir les détecteurs minéraux et les détecteurs organiques. Dans le cristal, par exemple, le dommage consiste en un désordre continu composé de sites vacants et d'ions ou d'atomes interstitiels. Par contre dans le polymère de nouvelles terminaisons de chaînes et autres sites chimiquement réactifs sont formés.

III.2.1 Les détecteurs minéraux

Les détecteurs minéraux sont des solides tels que le verre, le mica, le quartz, etc. Les micas dans les conditions habituelles d'utilisation n'enregistrent que des ions de masse supérieure à 30 u.m.a. Les verres ne sont employés que parce qu'ils possèdent une sélectivité encore plus grande [14].

III.2.2 Détecteurs solides plastiques

Ce sont des substances organiques polymériques telles que les dérivés cellulosiques (nitrate de cellulose, di-acétate et tri-acétate de cellulose), les polycarbonates (Makrofol E et KG, CR39 et Lexan), les polytéréphtalate d'éthylène (PET, Mylar, Terphan, etc..)

La nature des particules enregistrables dépend de chaque type de détecteur. Il existe en effet un seuil énergétique de détection caractéristique du matériau considéré qui définit la sensibilité du détecteur. En général, les détecteurs plastiques sont plus sensibles (seuil énergétique de détection plus faible) que les détecteurs minéraux et les traces ne se forment que dans des matériaux de résistivité supérieur à 2000 Ω .cm.

1. Caractéristiques du CR39 :

L'utilisation d'un polymère à base de carbonate de poly-allyldiglycol, connu sous la dénomination commerciale de CR-39 (Columbia Resin N°39) pour la détection des traces d'ions fut suggéré par Cartwright et al [26]. Le CR-39 est un polymère de formule chimique brute ($C_{12}H_{18}O_7$) transparent, amorphe et sensible aux particules ionisantes.

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.

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 III.1 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 [27].

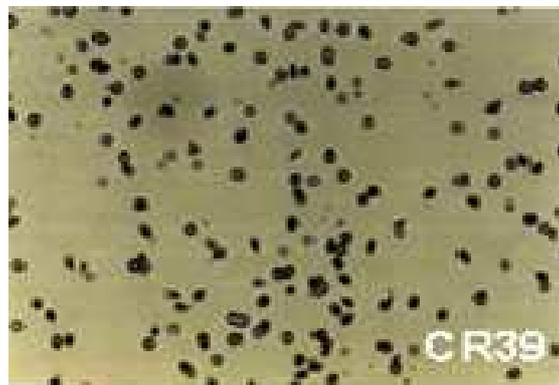


Figure III.1 : Traces de particules α révélées dans les DSTN CR39.

Dans le **Tableau III.1**, on regroupe les caractéristiques du détecteur polymérique (CR39) [6]:

Composition chimique	$(C_{12}H_{18}O_7)_n$
Densité	$1,29 \text{ g cm}^{-3}$
Poids moléculaire	274 g mol^{-1}
Nombre des électrons / molécule	146
A / Z	1,877
Potentiel d'ionisation	70,19 eV
Densité électronique	$1,11 \cdot 10^{23} \text{ e-cm}^{-3}$
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 III.1 : Principales caractéristiques du CR39.

2. Caractéristique du LR115 :

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 α d'énergie comprise entre 1,4 et 4,7 MeV avec un angle d'incidence allant jusqu'à 50°. 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 [27].

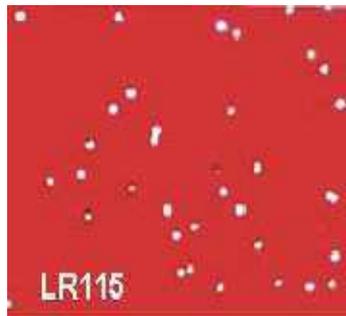


Figure III.2 : traces de particules alpha révélées sur un film LR115.

III.3. Dommages créés par les radiations dans les solides

Le type de dommage produit par les radiations dans les solides dépend non seulement de la nature du rayonnement ionisant mais aussi sur la nature du solide lui-même. Il y a des différences considérables dans l'étendue et le type du dommage produit, dans les deux grandes classes des détecteurs solides de traces à savoir les cristaux inorganique et les verres (détecteurs minéraux), et les polymères synthétique organique (détecteurs organiques) [28]. Ces différences

semblent se refléter dans l'écart qui existe entre les sensibilités pour la production de traces de ces deux catégories de matériaux.

Dans le cas des détecteurs plastiques, les rayonnements ionisants produisent directement l'ionisation et l'excitation des molécules et les électrons. Quelques molécules excitées peuvent se désexciter à travers l'émission de radiations ou à travers des transitions non radiatives. L'énergie d'excitation peut être aussi transférée d'une molécule à une autre. Les électrons sont capturés dans des sites variés, ou peuvent se combiner avec des molécules pour former des ions négatifs, ou se recombinent avec des ions positifs donnant naissance à des molécules excitées. Les ions peuvent participer dans les réactions de transfert de charge.

Les ions et les molécules excitées peuvent acquérir une énergie de vibration considérable et rompre les bonds de liaisons pour former un ensemble complexe de molécules stables, radicaux libres, molécules ionisées et des radicaux d'ions. En plus, des réactions entre ces ions, les radicaux et les molécules auront lieu.

L'effet remarquable sur les matériaux plastiques serait la production de plusieurs cassures de chaînes de molécules, ce qui engendre la réduction du poids moléculaire moyen de la substance (les rayonnements peuvent, en effet, initier une réticulation et ceci produit une augmentation dans le poids moléculaire moyen de la substance ; mais ce processus ne permet pas la formation de traces). Fleischer et ses collaborateurs ont rapporté que le taux de l'attaque chimique sur un détecteur plastique augmente lorsque le poids moléculaire moyen diminue. D'autres auteurs ont aussi montré que le taux de réaction d'un réactif donné augmente avec en fonction de la dose des rayonnements absorbés par le plastique [28].

De même dans le cas des cristaux inorganique, les rayonnements produisent l'ionisation et l'excitation des atomes ou des molécules. Les électrons sont relevés à travers la bande interdite où quelques uns d'entre eux peuvent retourner vers la bande de valence via les centres de luminescence avec l'émission de radiation ; tandis que autres électrons, après leur diffusion à travers le cristal, soit ils seront piégés dans des défauts ou se retourner, via des transitions non radiatives, à des ions positifs

Avant d'aborder les différents modèles qui ont été proposés pour expliquer la formation des traces de particules chargées dans les milieux solides, il est utile d'examiner brièvement le mode de transfert de l'énergie des particules chargées au milieu ralentisseur qu'elles traversent.

III.3.1. Interaction des particules chargées avec la matière

Le passage d'une particule chargée dans la matière peut s'accompagner de l'apparition des trois phénomènes suivants :

- la diffusion inélastique avec les électrons du milieu ;
- la diffusion élastique avec les noyaux ;
- l'émission de rayonnement de freinage ;
- l'émission de lumière par effet Cerenkov.

Les pertes d'énergie des particules incidentes sont essentiellement dues aux collisions électroniques. L'émission radiative n'intervient que pour des particules très énergétiques [5]. Par ailleurs, les échanges par diffusion nucléaire se produisent en fin de parcours, lorsque la particule a perdu la quasi-totalité de son énergie, ils ne représentent qu'une part minime de l'énergie déposée et sont donc négligeables.

Pour évaluer l'énergie perdue par l'ion dans le milieu traversé, les physiciens ont effectué les premiers calculs à partir du processus de la diffusion inélastique des électrons. Ils se sont intéressés à un paramètre qui décrit davantage le sort de la particule que le devenir du milieu traversé. Il s'agit du transfert d'énergie linéique (TLE) exprimé par la formule de Bethe suivante [5] :

$$TLE = -\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} NZ \left[\log \frac{2m_0 v^2}{I} - \log(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (\text{III. 1})$$

avec :

$\beta = \frac{v}{c}$: vitesse relative de la particule à la vitesse de la lumière.

m_0 : masse au repos de l'électron.

z : charge de la particule incidente.

N : nombre d'atomes du milieu par unité de volume.

Z : numéro atomique des éléments du milieu.

I : potentiel moyen d'ionisation des atomes du milieu.

Dans le cas d'une particule incidente animée d'une vitesse très faible devant la vitesse de la lumière, l'équation se réduit en une expression simple [5] :

$$TLE = -\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} NZ \log \frac{2m_0 v^2}{I} \quad (\text{III.2})$$

La charge de la particule incidente est supposée invariante pendant la durée d'interaction de la particule incidente avec le cortège électronique des atomes du milieu le long de son parcours ; ceci n'est valable que pour les particules animées de vitesses élevées, ne pouvant s'approprier des électrons lors de leurs passages rapides au voisinage du cortège électronique. La correction de cet effet d'échange entre le cortège électronique de la particule et le milieu, s'effectue en remplaçant dans la formule de Bethe la charge (z) de la particule incidente par une charge faible appelée charge effective (z_{eff}) dont la valeur peut être calculée par l'une des formules empiriques suivantes :

✓ Formule de Heckman et al [29].

$$z_{eff} = z [1 - \exp(-130\beta z^{-\frac{2}{3}})] \quad (\text{III.3})$$

✓ Formule de Barkas [30].

$$z_{eff} = z [1 - \exp(-125\beta z^{-\frac{2}{3}})] \quad (\text{formule de Barkas}) \quad (\text{III.4})$$

III.3.2. Distribution spatiale du dépôt de l'énergie

Le transfert d'énergie linéique (*TLE*) fournit la quantité d'énergie dE perdue par la particule le long du trajet élémentaire dx dans le milieu mais ne précise pas ce que devient l'énergie ainsi déposée et les modifications subies alors par le milieu. On imagine mal que des *TLE* identiques puissent conduire automatiquement à la même nature et à la même répartition volumique du dépôt d'énergie indépendamment de la nature de l'ion [31]. Ainsi les protons de 100 keV et les ions Ar de 20 GeV ont des *TLE* approximativement identiques, alors que les spectres énergétiques des électrons qu'ils diffusent, et qui selon la plupart des auteurs contribuent pour l'essentiel au dépôt d'énergie dans le milieu sont très différents [32]. Ceci nous conduit donc à nous intéresser à la distribution spatiale du dépôt d'énergie dans le milieu irradié ainsi qu'aux conséquences qu'elle peut engendrer.

Les ions lourds se déplaçant à des vitesses élevées, mais non relativistes, perdent leur énergie en grande partie via l'ionisation, conduisant ainsi à la libération d'un grand nombre d'électrons (dits secondaires) à partir des atomes cibles. L'interaction des ions lourds avec la matière se fait en deux étapes :

- une étape physique très brève durant laquelle l'ion et les électrons qu'il émet déposent leur énergie dans le matériau. La structure du milieu est ainsi modifiée par les réactions dites de première espèce.
- une étape physico-chimique au cours de laquelle se développent les réactions de la deuxième étape des réactions de première espèce (les complexes créés durant la phase physique réagissent entre eux) puis les réactions de seconde espèce (réactions avec le milieu ambiant)

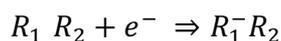
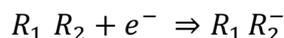
III.3.3. Modifications structurales

Les phénomènes exposés se rapportent à la première étape, dite physique, de l'interaction ion lourd-matière. Elle provoque une modification de structure du matériau impliquant la création d'atomes ou de molécules ionisés ou excités.

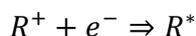
Les principales possibilités des réactions dites de première espèce (processus physico-chimique) sont résumées ci-après [33].

- Evolution après ionisations

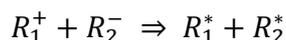
L'électron delta ayant perdu son énergie cinétique peut être capturé par une molécule du milieu conduisant ou non à une dissociation moléculaire selon les réactions suivantes :



Il peut aussi être capté dans le champ coulombien d'une charge positive conduisant à une molécule excitée :

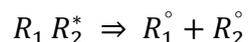


Le piégeage des électrons peut conduire à un nombre suffisant d'ions négatifs pouvant neutraliser les molécules ionisées d'espèces excitées :



- Evolution après excitation

Les espèces excitées, provenant de l'interaction directe des ions ou de l'évolution du milieu après une ionisation, peuvent aboutir à des dissociations moléculaires ou à la création des radicaux libres selon le schéma suivant :



Les radicaux libres peuvent être stables ou subir des transformations conduisant à des nouveaux produits (pouvant être des radicaux libres) plus stables par les réactions :



III.4. Modèles de formation des traces nucléaires

La formation et la conservation d'une trace due au passage d'une particule chargée dans un solide dépend de la charge et de l'énergie de la particule incidente ainsi que des propriétés physico-chimiques du solide traversé. Différents modèles basés sur les notions de pertes d'énergie, du taux d'ionisation primaires et de dose déposée autour de la trajectoire de la particule incidente ont été proposés pour expliquer le mécanisme de formation et de conservation d'une trace latente dans les solides [5].

III.4.1. Modèle de perte totale d'énergie

La première idée proposée pour expliquer la formation de la trace était que cette dernière dépend de la quantité totale d'énergie déposée par unité de longueur de parcours de l'ion incident. Ce critère a été proposé par Fleischer et al . La proposition est que les traces sont formées lorsque (dE / dx) dépasse une certaine valeur critique $(dE / dx)_c$ [5]. Cette approche est devenue intenable lors de la mise en évidence de la non-révélation des traces d'ions de Fer (Fe) relativistes dans le nitrate de cellulose malgré que l'énergie déposée par ces ions par unité de longueur est supérieur à la valeur critique calculée.

L'échec de ce modèle peut s'expliquer de la façon suivante ; les électrons de première ionisation (rayons δ) acquièrent, du fait de l'énorme quantité d'énergie qui leur est cédée par les ions relativistes Fe, une énergie cinétique leur permettant de parcourir des distances supérieures aux dimensions de la trace latente déposant ainsi leur énergie en dehors de la zone des dommages révélables. Ce modèle a été rejeté par Fleischer en faveur du critère d'ionisation primaire décrit en dessous.

III.4.2. Modèle d'ionisation primaire

Dans ce modèle, la formation des traces est lié au nombre d'ionisations primaire produite à proximité de la trajectoire d'ions. Le modèle stipule que pour un milieu donné, les traces ne se forment que si le taux d'ionisation primaire produit par la particule incidente est supérieur à une valeur critique J_c .

Une relation pour l'ionisation primaire, J basée sur les travaux de Bethe est habituellement utilisé [28]:

$$J = C' \frac{Z_{eff}^2}{\beta^2} \left[\log \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} - \beta^2 - \delta + K \right] \quad (\text{III.5})$$

où Z_{eff} et β sont, respectivement, la charge effective et de la vitesse de l'ion par rapport à la vitesse c de lumière. Les termes K et C' sont des constantes pour un milieu d'arrêt donné et δ un terme de correction relativiste qui est liée à la polarisation du milieu d'arrêt.

La raison du succès du critère primaire d'ionisation par rapport à dE/dx est que les rayons δ de haute énergie transportent une énergie appréciable en dehors de la région centrale de la trace ($\approx 50 \text{ \AA} - 100 \text{ \AA}$) et qu'il est improbable que cette énergie joue un rôle dans la formation de la trace. Dans la formule de la perte totale d'énergie, l'énergie des rayons δ contribue significativement dans dE/dx ; par contre dans la formule de l'ionisation primaire les rayons δ de haute ou faible énergie ont pratiquement les mêmes facteurs de pondération tels que les événements de haute énergie et donc assumer relativement moins d'importance.

Le critère primaire d'ionisation est avéré très efficace dans la pratique, et a survécu jusqu'à nos jours sauf que la notion de seuil J est considérée de nos jours comme étant moins décisif. , pour les plastiques et les minéraux, il a été trouvé que la vitesse de révélation de la trace V_T est une fonction continue de J . Typiquement, les courbes donnant V_T par en fonction de J montent généralement très fortement et en particulier pour les minéraux, le concept de seuil reste une approximation raisonnable de la réalité.

Ce modèle, considéré comme phénoménologique par ses auteurs, trouve son plein succès dans le domaine des ions lourds. Pour certains détecteurs plastiques et minéraux, le nombre d'ionisations primaires J peut être relié à des grandeurs directement accessibles aux mesures expérimentales, comme la vitesse de révélation des traces V_T (qui sera définie plus loin), par des relations simples de la forme $V_T = J^\alpha$ où α est proche de 2 [5].

III.4.3. Modèle d'explosion ionique

Ce modèle a été proposé par Fleischer en 1965 [18]. Il indique que le dommage créé le long des traces dans les solides inorganiques consiste principalement en un déplacement d'atomes. Une particule incidente traversant un solide diélectrique, ionise les atomes se trouvant sur son parcours et conduit à l'apparition d'ions positifs autour de sa trajectoire. Les ions formés se repoussent les uns les autres et se déplacent dans le solide vers des positions interstitielles tout en provoquant le déplacement des atomes voisins. Il en résulte un long parcours de déformation

cylindrique de 4 à 8 nm de diamètre et quelques μm de long, pouvant être visualisé à l'aide d'un microscope électronique, c'est le cœur de la trace.

La figure III.3 illustre les étapes décrites par ce modèle.

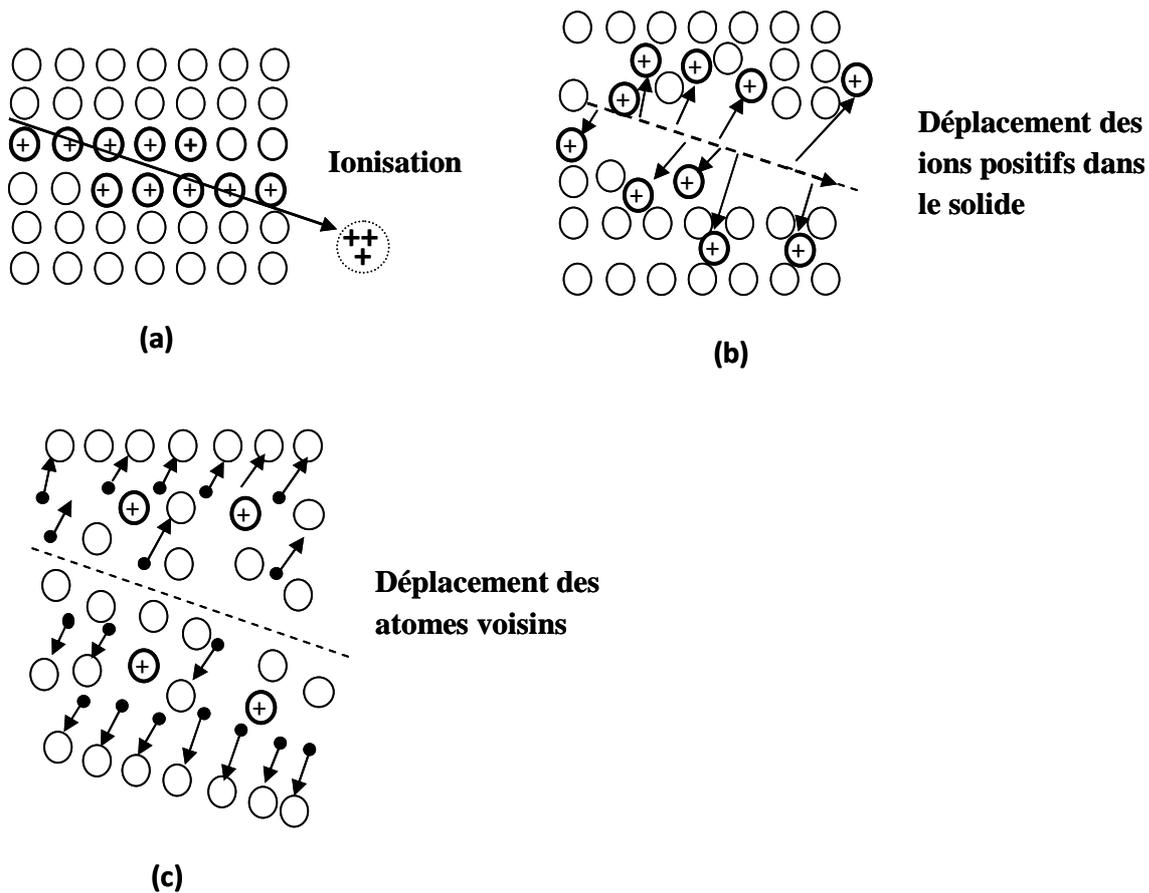


Figure III.3 : Modèle d'explosion ionique : (a) ionisation initiale produite par le passage de la particule, (b) déplacement des ions dans le solide créant des trous et des positions interstitielles libres, (c) déplacement des atomes et formation du cœur de la trace.

Les particules chargées laissent le long de leur parcours une concentration élevée d'ions positifs. Cette accumulation de charge entraîne une forte répulsion coulombienne entre les ions. A cet effet, des ions sont alors éjectés à l'intérieur du solide entraînant le déplacement des atomes voisins.

Soit (ne) la charge moyenne qui apparaît sur chaque ion, et soit (a) la distance inter-atomique ; la force coulombienne répulsive qu'exercera chaque ion sur son voisin a pour module :

$$\frac{(ne)^2}{\epsilon a^4}$$

On peut définir une force locale par unité de surface d'expression :

$$\sigma_e = \frac{(ne)^2}{\epsilon a^4}$$

Cette force obligera ces ions positifs à migrer plus profondément dans le détecteur en déplaçant sur leurs passages les atomes voisins des plans réticulaires adjacents. Or, ce déplacement d'atomes peut être exprimé à l'aide de contraintes mécaniques représentées par le module de Young Y , d'une valeur de $Y/10$. Les traces seront formées si un nouvel état d'équilibre stable et local est atteint sans que pour autant les atomes reviennent à leurs positions initiales ; dans le cas contraire il y a « guérison » et les traces ne peuvent se former. Cet état d'équilibre n'est atteint que si la force électrique dépasse en module la force des contraintes mécaniques.

$$\frac{(ne)^2}{\epsilon a^4} > \frac{Y}{10}$$

Soit :

$$n^2 > \frac{\epsilon a^2 Y}{10e^2}$$

Donc : une trace se forme d'autant plus facilement que la distance inter-atomique, le module de Young et la constante diélectrique sont faibles.

Une conséquence très importante de ce modèle apparaît en examinant la mobilité des électrons du milieu : si le temps nécessaire aux électrons pour neutraliser les ions positifs (t_n) est très faible devant le temps de déplacement des atomes hors de leurs sites (t_d), les traces se forment. Dans le cas contraire où $t_n > t_d$, les électrons arrivent à neutraliser les ions positifs

avant que ces derniers n'aient le temps de déplacer les atomes voisins. Pour cette raison les traces nucléaires n'apparaissent jamais dans les conducteurs.

III.4.4. Modèle de perte d'énergie restreinte.

Benton proposa un modèle selon lequel les traces ne sont formées que si l'énergie emportée par les électrons δ hors du cœur de la trace reste inférieure à une valeur seuil W_0 .

La perte d'énergie restreinte (REL) est définie comme étant la fraction de la perte totale qui produit des rayons δ d'énergie inférieure à W_0 . Elle peut être calculée à partir de l'expression suivante:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{w < w_0} = \frac{n_0 e^4}{8\pi\epsilon_0^4 m_0 c^2} \cdot \frac{Z_{eff}^2}{\beta^2} \left(\ln \frac{W_{max} W_0}{I^2} - \beta^2 - \delta - U \right) \quad (III.6)$$

Où:

n_0 : nombre d'électrons/cm³ dans le détecteur ;

m_0 : masse de l'électron au repos ;

W_{max} : énergie maximale transférée ;

$\beta = v/c$;

δ : facteur de correction relativiste dû à la polarisation du milieu ;

U : facteur de correction aux faibles énergies pour non participation des électrons des couches K;

I : potentiel d'ionisation moyen du détecteur.

A ce modèle Fleischer et al soulèvent deux difficultés majeures [5] :

- Le choix arbitraire de la valeur numérique de W_0 échappe à toute interprétation physique.
- La valeur de W_0 retenue par Benton (350eV) procure aux électrons δ une énergie cinétique leurs permettant de parcourir une distance de l'ordre de quelques centaines d'Angstrôm de la particule incidente ; ainsi toute l'énergie est déposée en dehors du cœur des traces avant révélation.

Ces remarques ont marqué l'échec de ce modèle.

III.5. Techniques de révélation des traces

Les dimensions de la zone endommagée dans un solide diélectrique autour de la trajectoire de d'une particule incidente sont faibles, son diamètre étant inférieur ou égal à 100Å. Un agrandissement de cette région de façon à ce que la trace devienne visible au microscope optique doit donc être opéré et se fait à l'aide de réactifs chimiques qui attaquent préférentiellement les régions endommagées par la particule incidente.

Les techniques de révélation des traces nucléaires dans les solides sont diverses et variées (le développement chimique et électrochimique et la technique de greffage de polymère). Le choix de l'une ou de l'autre de ces techniques dépend du but recherché à savoir un simple dénombrement de traces ou une étude approfondie de la structure de la trace (diamètre, longueur, etc.). La technique de révélation la plus répandue est et la plus simple reste le trempage du détecteur dans un bain de solution basique ou acide.

III.5.1. Développement chimique

On utilise généralement comme réactifs chimiques des acides ou des bases, ces dernières sont communément utilisées pour les détecteurs polymériques. Les solutions aqueuses de potasse (KOH) et de (NaOH) sont les plus courantes. La nature et la concentration de la solution d'attaque, le température du bain ainsi que la durée de développement sont des paramètres liés à la nature du détecteur utilisé.

Considérons un détecteur dans lequel sont formées des traces latentes et immergeons le dans un réactif chimique convenable. Au départ, ce dernier diffuse dans les zones endommagées pendant un certain temps appelé « temps d'induction de l'attaque » [14]. Ensuite, le réactif dégrade la zone endommagée en la dissolvant et en déplaçant le matériau endommagé. Avec le temps, cette réaction se continue et un canal se développe le long de la trajectoire de la particule. Dans le même temps, les surfaces du détecteur sont elles aussi attaquées, mais à un taux plus faible. En fin, en érodant l'intérieur du canal, le réactif permet d'élargir ses dimensions pour donner une trace visible.

Le tableau ci-dessous donne quelques réactifs chimiques utilisés pour la révélation des traces dans les DSTN [28].

Matériau	Solution	Concentration	température
Plastiques polycarbonate	NaOH	1-12 M	40-70°C
Nitrate de Cellulose	NaOH	1-12 M	40-70°C
CR-39(allydiglycol carbonate)	NaOH/KOH	1-12 M	40-70°C
Mica	HF	48%	20-25°C

Tableau III.2 Exemples de quelques réactifs utilisés pour la révélation des traces dans les détecteurs solides de traces nucléaires

III.6. Comptage des traces :

Le microscope optique est l'instrument de base pour le dénombrement des traces nucléaires dans les solides. Il permet de les localiser avec précision, de suivre leur forme, de mesurer leurs dimensions et de déterminer leur densité. Mais dans le cas d'une statistique d'importance les mesures au microscope optique sont délicates, longues et sont souvent des opérations fastidieuses. C'est pourquoi certains laboratoires ont recours à des systèmes de comptage automatique en routine.

III.7. Géométrie de traces nucléaires

L'aspect final d'une trace dépend de l'action concurrentielle de la vitesse d'attaque du réactif sur le détecteur de façon globale, représentée par la vitesse d'attaque globale V_B , et de la vitesse d'attaque des endroits endommagés, représentée par la vitesse d'attaque préférentielle V_T . La forme la plus généralement observée est un cône dont l'axe est la trajectoire de la particule incidente (**Figure III.4**). Cette forme est obtenue en supposant que :

- V_T soit constante le long de la trajectoire
- V_B soit constante et isotrope

L'étude géométrique des traces permet d'établir des critères de révélation en fonction de V_T et V_B et de l'angle d'incidence des particules. La forme de la trace dépend, en effet, de l'angle d'incidence de la particule dans le détecteur, deux cas sont à envisager : incidence normale et incidence oblique.

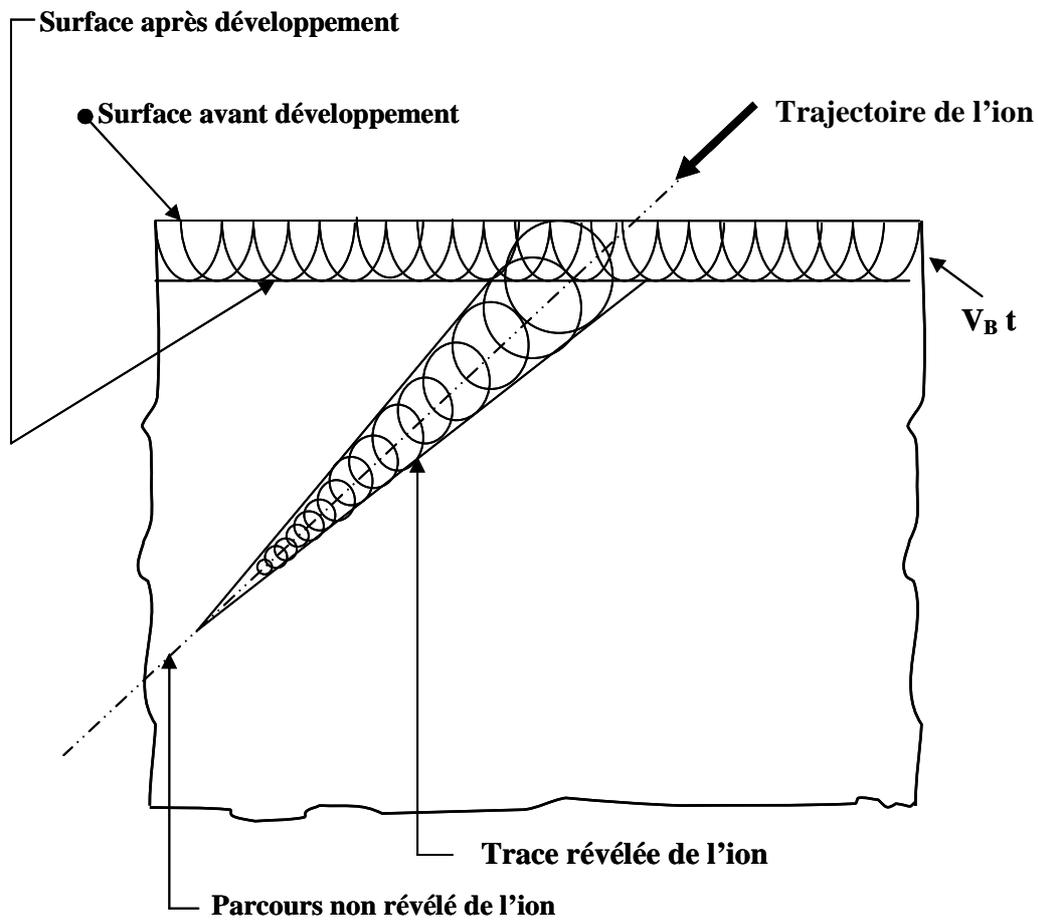


Figure III.4 : Schéma représentant la formation de la trace (forme conique) par ion s'arrêtant dans le détecteur

III.7.1. Incidence normale

Commençons par le cas simple d'une particule qui arrive perpendiculairement sur le détecteur comme le montre la figure, où V_B et V_T sont constantes.

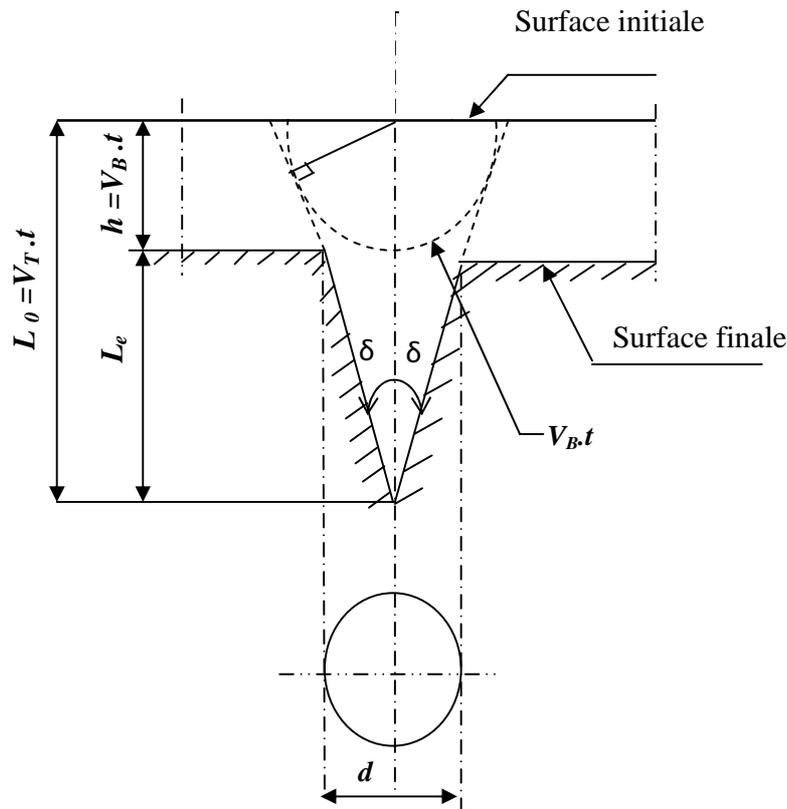


Figure III.5 : Géométrie de la trace dans le cas d'une particule d'incidence normale

où :

h : épaisseur décapée du détecteur sous l'action de V_B pendant une durée de révélation t .

L_e : longueur finale de la trace (après révélation)

L_0 : longueur initiale de la trace (avant révélation)

d : diamètre final de la trace.

L'angle δ , au sommet du cône de révélation est défini par [34]:

$$\sin \delta = \frac{V_B \cdot t}{L_0} = \frac{V_B \cdot t}{V_T \cdot t} = \frac{V_B}{V_T} \quad (\text{III. 7})$$

Cet angle $\delta = \sin^{-1} \left(\frac{V_B}{V_T} \right)$ est connu aussi comme l'angle critique de développement.

L'étude de la géométrie de la trace ainsi formée (Figure III.5) conduit aux relations suivantes [5] :

$$d = 2L_e \tan \delta \quad (\text{III. 8})$$

Or :

$$\tan \delta = \frac{V_B}{\sqrt{(V_T^2 - V_B^2)}} \quad (\text{III. 9})$$

et

$$L_e = L_0 - h = (V_T - V_B) t \quad (\text{III. 10})$$

d'où

$$d = \frac{2V_B t (V_T - V_B)}{\sqrt{(V_T^2 - V_B^2)}} \quad (\text{III. 11})$$

qui s'écrit

$$d = 2V_B t \sqrt{\frac{(V_T - V_B)}{(V_T + V_B)}} \quad (\text{III. 12})$$

Si $V_T = V_B$; $d = 0$: la trace n'est pas révélée. En effet, le cas limite où la vitesse d'attaque préférentielle prend la valeur de la vitesse d'attaque globale, la trace est attaquée de la même manière que le reste de la matière du détecteur.

Considérant, maintenant, l'angle au sommet δ (Figure III.5) donné par la relation

$$\delta = \arcsin \frac{V_B}{V_T} \quad (\text{III. 13})$$

Deux situations peuvent se présenter:

- $V_T \gg V_B$: δ est faible, les traces ont une forme pointue. C'est le cas des détecteurs plastiques et minéraux.

- $V_T \neq V_B$: les traces sont larges. C'est le cas des verres

III.7.2. Incidence oblique

Nous allons dans ce qui suit calculer l'axe majeur (D) et l'axe mineur (d) de l'ouverture de la trace et la longueur finale de la trace après révélation (L_e) dans le cas où la particule incidente arrive sur le détecteur suivant un angle d'incidence θ (Fig.III.6). L'ouverture de la trace étant l'intersection d'un cône avec une surface faisant un angle θ avec l'axe du cône, la forme résultante est une section conique: en fait, une ellipse avec un grand axe D et un petit axe d (pour une incidence normale $D=d$). La longueur finale de la trace après révélation est maintenant égale à $V_i \cdot t - (V_B/\sin\theta)$.

x_1 et x_2 sont les projections perpendiculaires des points de l'ouverture de la trace P et P' sur la longueur de la trace, ayant pour distance Δy_1 et Δy_2 à partir du point O' (Fig.III.6).

On peut voir de la figure (Figure III.6) que le rayon de la trace r_1 et r_2 (où $D = r_1 + r_2$) sont donnés par [28]:

$$r_1 = \frac{x_1}{\sin\theta} \quad (\text{III. 14})$$

et

$$r_2 = \frac{x_2}{\sin\theta} \quad (\text{III. 15})$$

aussi

$$\Delta y_1 = r_1 \cos\theta \quad (\text{III. 16})$$

et

$$\Delta y_2 = r_2 \cos\theta \quad (\text{III. 17})$$

Nous pouvons calculer $\tan\delta$, et trouver que

$$\tan\delta = \frac{x_1}{L_e + \Delta y_1} = \frac{x_2}{L_e - \Delta y_2} \quad (\text{III. 18})$$

donc

$$\tan\delta = \frac{x_2}{V_T t - (V_B t / \sin\theta) - \Delta y_2} = \frac{x_1}{V_T t - (V_B t / \sin\theta) + \Delta y_1} \quad (\text{III. 19})$$

d'où

$$r_1 = \frac{\tan\delta [V_T - (V_B / \sin\theta)] t}{\sin\theta - \cos\theta \tan\delta} \quad (\text{III. 20})$$

et

$$r_2 = \frac{\tan\delta [V_T - (V_B / \sin\theta)] t}{\sin\theta + \cos\theta \tan\delta} \quad (\text{III. 21})$$

On faisant la somme r_1 et r_2 et après on obtient l'axe majeur (grand axe) de l'ouverture de la trace:

$$D = \frac{2V_B t \sqrt{V_T^2 - V_B^2}}{V_T \sin\theta + V_B} \quad (\text{III. 22})$$

En remplaçant $V = V_T / V_B$ on obtient:

$$D = \frac{2V_B t \sqrt{V^2 - 1}}{V \sin\theta + 1} \quad (\text{III. 23})$$

La forme de la trace est toujours un cône ayant pour axe la trajectoire de la particule. L'interaction du plan de la surface du détecteur avec ce cône est une ellipse.

L'axe mineur (petit axe) de l'ouverture de la trace est :

$$d = 2V_B t \sqrt{\frac{V \sin\theta - 1}{V \sin\theta + 1}} \quad (\text{III. 24})$$

La longueur de la trace révélée est:

$$L_e = V_T t - \frac{V_B t}{\cos\theta} \quad (\text{III. 25})$$

On peut constater que si θ prend une valeur telle que $V \sin\theta = 1$, la composante de V_T normale à la surface est alors égale à V_B , $d = 0$ et la trace n'est pas révélée. De même pour des valeurs inférieures telles que $\theta < 1$, car d n'aura pas une valeur réelle.

De cette relation apparaît donc la notion d'angle critique d'incidence donné par:

$$\sin\theta_c = \frac{1}{V} = \frac{V_B}{V_T} \quad (\text{III. 26})$$

d'où

$$\theta_c = \arcsin \frac{V_B}{V_T} \quad (\text{III. 27})$$

Toute particule arrivant suivant un angle $\theta < \theta_c$ produit une trace proche de la surface du détecteur dans un volume qui sera découpé par le réactif durant le développement. Cette trace sera donc perdue et il convient d'en tenir compte dans la correction du nombre de traces comptées dans le détecteur.

Les traces formées lors du passage des particules incidentes sont reconnaissables à leur géométrie qui vient d'être analysée, toutes les autres traces observées dans les détecteurs solides et qui ne possèdent pas de formes régulières sont attribuées aux éventuels défauts de structures.

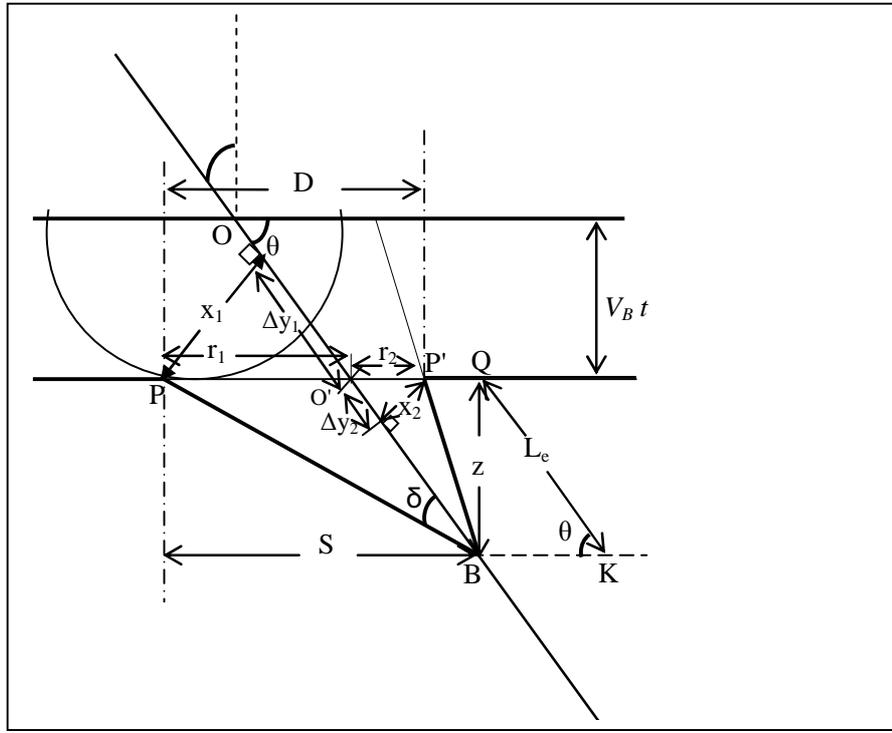


Figure III.6 : Géométrie de la trace dans le cas d'une particule à incidence oblique, avec V_T et V_B constantes

III. 8. Applications des détecteurs solides nucléaires dans divers domaines :

Le champ d'application des détecteurs solides de traces s'étend à des domaines aussi variés que la géologie, la biologie, l'archéologie, la radioprotection, la physique nucléaire, la microanalyse et l'astrophysique dans le cas des météorites et des échantillons lunaires [28].

Les détecteurs solides de traces peuvent être utilisés pour l'étude des réactions nucléaires. Les produits de réactions qui possèdent une ionisation spécifique suffisamment élevée peuvent être enregistrés par un détecteur donné.

L'une des applications les plus importantes est la détermination des sections efficaces, des réactions nucléaires. Celles-ci peuvent être obtenues à partir de la mesure de la densité de traces produites par les particules émises lors de la réaction étudiée.

Par ailleurs, le détecteur CR-39 a été utilisé pour la mesure des distributions spatiales et énergétiques des neutrons.

Chapitre IV
Caractérisation des faisceaux
neutroniques

Chapitre IV

Caractérisation des faisceaux neutroniques

Introduction

Le but de ce travail est de déterminer la distribution spatiale et énergétique des neutrons autour d'un réacteur nucléaire. Deux dispositifs d'irradiation, le diffractomètre neutronique et l'installation de neutronographie, ont fait l'objet de cette étude. Quatre techniques ont été utilisées pour la caractérisation de la distribution des neutrons autour de ces deux installations à savoir la technique des Détecteurs Solides de Traces Nucléaires (DSTN), la méthode d'activation des feuilles, la technique de neutronographie et la méthode de diffraction neutronique pour la mesure de l'énergie des neutrons. L'originalité dans ce travail réside dans le modèle mathématique développé et l'approche adoptée pour la mesure du flux de neutrons thermiques par la technique des DSTN en utilisant un système de détection composé d'un détecteur polycarbonate de type CR-39 et un écran convertisseur en bore naturel de type BN1 [34]. Pour la mesure du degré d'homogénéité du faisceau neutronique à la sortie des deux installations on a exploité la technique de neutronographie.

IV.1. Application du détecteur CR39-BN1 pour la mesure du flux neutronique.

La détermination du flux de neutrons thermiques par le détecteur CR39-BN1 nécessite, en premier lieu, l'élaboration de la relation théorique qui relie la densité de traces à la distribution des neutrons. Cette dernière sera utilisée pour la mesure du flux de neutrons à partir des traces obtenues expérimentalement après l'irradiation du détecteur CR39-BN1 avec le faisceau de neutrons à caractériser.

Les sections efficaces des éléments constituant le détecteur CR-39 et le convertisseur de neutrons BN1 utilisés dans le calcul ont été obtenues par le code Janis [35]. D'autres part, les différents paramètres utilisés dans le calcul tels que les énergies des particules chargées et leurs parcours dans le CR-39 ou dans le BN1 ont été déterminés par le code SRIM [36]. Afin de valider la relation théorique élaborée ainsi que la procédure appliquée pour la mesure du flux par la méthode des DSTN, les résultats des mesures obtenus sont comparés avec ceux mesurés par la méthode d'activation des feuilles.

IV.1.1. Approche théorique développée.

La mesure du flux de neutrons par les DSTN nécessite la détermination de l'efficacité de détection des neutrons qui relie la densité des traces enregistrée dans le CR-39 à la distribution des neutrons. La densité des traces dans le CR-39 est évaluée théoriquement en calculant le nombre des particules chargées (α et ${}^7\text{Li}$), émises à travers la réaction des neutrons avec les noyaux de bore du convertisseur selon la réaction ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ [34]. Dans le calcul on ne s'intéresse qu'aux particules chargées (α et ${}^7\text{Li}$) qui sont capables d'induire des traces observables par microscope dans le CR-39. La configuration de la géométrie de détection utilisée dans le calcul est identique à celle adoptée dans l'expérience où le CR-39 est placé avant le convertisseur de neutron (BN1) pendant l'irradiation comme il est schématisé sur la **figure IV.1**. À cet effet, on considère dN le nombre de particules chargées, α ou ${}^7\text{Li}$, émergent du volume unitaire dV situés à la position $\vec{x} = (x, y)$ à une profondeur z dans le convertisseur et dans l'angle solide élémentaire situé entre Ω et $\Omega + d\Omega$, pour un flux de neutrons incident d'énergie située entre E et $E + dE$, pendant un temps d'irradiation t (on considère que le flux de neutrons est stable dans le temps). En tenant compte de l'atténuation des neutrons dans le CR-39 qui est donnée par $e^{-\Sigma_C(E).d}$, le nombre des particules chargées (α et ${}^7\text{Li}$) dN peut être exprimé par l'équation suivante :

$$dN = N_0 t \frac{d\sigma(\Omega, E)}{d\Omega} T(E, z) \phi(\vec{x}, E) e^{-\Sigma_C(E).d} d\Omega dV dE \quad (\text{IV.1})$$

$T(E, z)$: Le facteur de transmission des neutrons à la profondeur z du convertisseur exprimé par :

$$T(E, z) = e^{-\Sigma_B(E).z} \quad (\text{IV.2})$$

où :

N_0 : Le nombre de noyaux cibles (${}^{10}\text{B}$) par unité de volume (cm^{-3});

$\Sigma_B(E)$: La section efficace macroscopique totale neutron- convertisseur (cm^{-1});

$\Sigma_C(E)$: La section efficace macroscopique totale neutron- CR-39 (cm^{-1});

d : Epaisseur du CR-39;

$\frac{d\sigma(\Omega, E)}{d\Omega}$: La section efficace microscopique différentielle de la réaction ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ ($\text{cm}^2 \text{sr}^{-1}$);

t : Temps d'irradiation (s);

$\phi(\vec{x}, E)$: Flux de neutrons incident ($\text{cm}^{-2} \text{ eV}^{-1} \text{ s}^{-1}$). $\phi(\vec{x}, E)$; dans un réacteur thermique a l'expression suivante [37] :

$$\phi(\vec{x}, E) = \begin{cases} \phi_{th}(\vec{x}) \frac{E}{(kT)^2} e^{-\frac{E}{kT}}, & E \leq E_{th} \\ \phi_{epi}(\vec{x}) \frac{1}{E}, & E > E_{th} \end{cases}$$

avec $\phi_{th}(\vec{x})$ et $\phi_{epi}(\vec{x})$ sont respectivement les flux de neutrons thermiques, et epithermiques, au point $X = (x, y)$; $E_{th} = 0,2 \text{ eV}$ est l'énergie limite entre le spectre thermique et le spectre épi-thermique ; $kT = 0,0253 \text{ eV}$ correspond à l'énergie thermique la plus probable.

La distribution $\phi(\vec{x}, E)$ peut être représentée comme une fonction dépendante de l'espace et une fonction dépendante de l'énergie comme suit :

$$\phi(\vec{x}, E) = \phi(\vec{x})\varphi(E) \quad (\text{IV.3})$$

Où:

$\phi(\vec{x})$: Flux de neutrons ;

$\vec{x} = (x, y)$ est le vecteur de position sur la section transversale du canal ;

$\varphi(E)$: Le spectre normalisé à l'unité dans l'intervalle d'énergie des neutrons, c'est-à-dire :

$$\int_E \varphi(E) dE = 1 \quad (\text{IV.4})$$

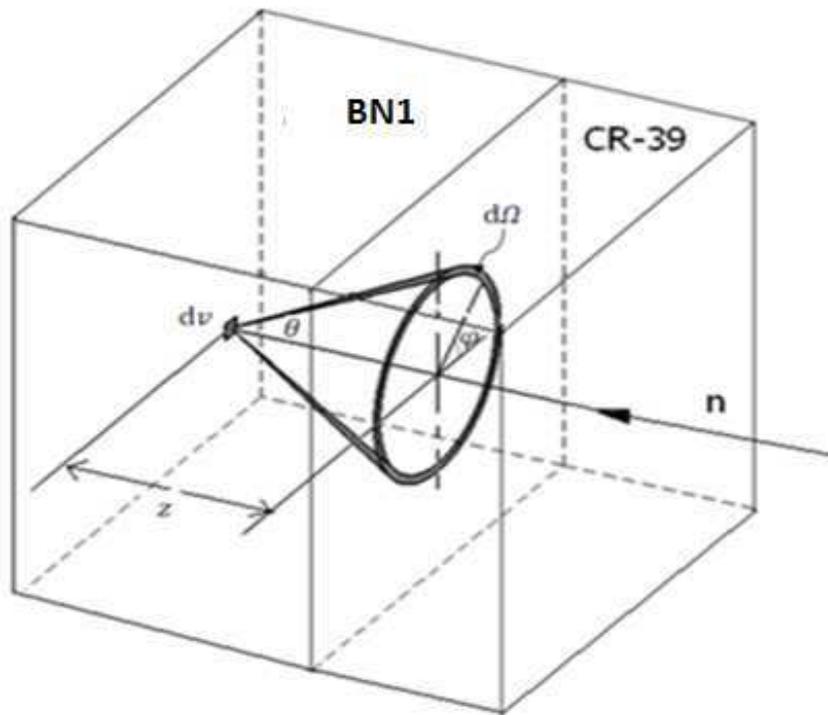
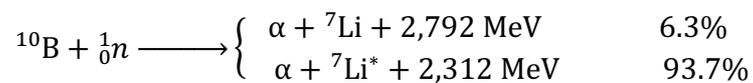


Figure IV.1 : Modélisation de la géométrie de détection utilisée pour la mesure du flux de neutrons thermiques par la technique de DSTN.

Les neutrons après une légère atténuation dans le CR-39 interagissent avec les noyaux du bore que contient le convertisseur BN1 et donnent naissance à des particules lourdes chargées selon la réaction suivante :



où les énergies cinétiques correspondantes de chaque particule chargée émise dans la première et la deuxième voie de la réaction sont respectivement:

$$E_{\alpha_1} \approx 1,777 \text{ MeV}; E_{Li_1} = 1,015 \text{ MeV};$$

$$E_{\alpha_2} \approx 1,472 \text{ MeV}; E_{Li_2} = 0,841 \text{ MeV}$$

Les sections efficaces des neutrons pour le CR-39 ($C_{12}H_{18}O_7$) et le convertisseur de bore sont obtenues de la bibliothèque des données nucléaires ENDF/B-VI à partir du code Janis [35].

Les compositions isotopiques et élémentaires du CR-39 et du convertisseur (couche du bore) sont respectivement représentées dans les tableaux IV.1 et IV.2.

Composition élémentaire	Carbone		Hydrogène		Oxygène	
% en poids	52,55		6,57		40,86	
Isotope	^{12}C	^{13}C	1H	2H	^{16}O	^{17}O
Abondance	0,989	0,011	0,99985	0,00015	0,99762	0,00038

Tableau IV.1 : Composition élémentaire et isotopique du détecteur CR-39.

Composition élémentaire	Bore		Oxygène		Silicium		
% en poids	86,44		8,37		3,83		
Isotope	^{10}B	^{11}B	^{16}O	^{17}O	^{28}Si	^{29}Si	^{30}Si
Abondance	0,199	0,801	0,99762	0,00038	0,9223	0,0467	0,031

Tableau IV.2 : Composition élémentaire et isotopique du convertisseur.

La composition du CR-39 est déterminée de la formule $C_{12}H_{18}O_7$ et celle du convertisseur (couche sensible) est déterminée par XRF.

Une particule chargée α ou 7Li sortant du convertisseur ne peut produire des traces latentes que si son angle d'impact θ sur la surface du détecteur CR-39 est inférieur à l'angle critique θ_c et si elle arrive à la surface du détecteur avec une énergie E_p non nulle. Chaque condition peut prendre la valeur 1 si elle est vérifiée et 0 lorsqu'elle n'est pas comme il est montré ci-dessous:

$$C_{rev} = \begin{cases} 1 & \text{si } \theta \leq \theta_c \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (\text{IV.5})$$

$$C_{int} = \begin{cases} 1 & \text{si } E_p(\min) \leq E_p \leq E_p(\max) \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (\text{IV.6})$$

où :

C_{rev} et C_{int} sont respectivement les conditions de révélation et d'interaction ;

$E_p(\min)$ et $E_p(\max)$ sont respectivement l'énergie minimale et maximale de la particule chargée pouvant induire une trace observable dans le CR-39.

Le nombre de traces élémentaire dD correspondant aux deux particules α et ${}^7\text{Li}$ des deux voies de la réaction ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ est donné par l'équation suivante :

$$dD = CdN = CN_0 t \frac{d\sigma(\Omega, E)}{d\Omega} T(E, z) \phi(\vec{\mathcal{X}}, E) e^{-\Sigma_c(E) \cdot d} d\Omega dv dE \quad (\text{IV.7})$$

où C est défini comme le produit des conditions de révélation et d'interaction et il est exprimé comme suit :

$$C = C_{rev} C_{int} \quad (\text{IV.8})$$

Comme on peut définir un autre paramètre intégrale qui exprime l'efficacité de détection et de révélation noté ε et qui est donné par :

$$\varepsilon = \frac{\int C d\Omega}{4\pi} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_D C \sin(\theta) d\theta d\varphi}{4\pi} \quad (\text{IV.9})$$

où : D est le domaine d'intégration qui vérifie la condition $C_{rev} C_{int} = 1$ dont elle est uniquement vérifiée que pour $0 \leq \theta \leq \theta_{lim}$; où $\theta_{lim} = \min[\theta_c, \theta_{max}]$.

D'où :

$$\theta_{lim} = \frac{1}{2} [(\theta_c + \theta_{max}) - |\theta_c - \theta_{max}|] \quad (\text{IV.10})$$

θ_{max} est l'angle maximal qui correspond à la distance maximale r_{max} parcourue par la particule chargée α ou ${}^7\text{Li}$ notée (p) émise à une profondeur z du convertisseur, et qui à cette distance la particule sort du convertisseur (BN1) avec une énergie minimale détectable par le CR-39.

Il faut noter ici que si l'énergie minimale détectable par le CR-39 correspond à une énergie nulle ; le r_{max} devient le parcours de cette particule dans le convertisseur.

Dans le domaine qui correspond à l'angle $0 \leq \theta \leq \theta_{lim}$, la condition de révélation et d'interaction est vérifiée ($C_{rev}C_{int} = 1$), donc la particule chargée détectée donne lieu à une trace observable dans le CR-39. Alors l'expression dans l'équation (IV.9) devient:

$$\varepsilon = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_{lim}} \sin(\theta) d\theta d\varphi}{4\pi} \quad (\text{IV. 11})$$

La distance maximale r_{max} traversée par la particule chargée dans le convertisseur peut être exprimée en fonction de l'angle θ_{max} et la profondeur z comme suit :

$$r_{max} = \frac{z}{\cos(\theta_{max})} \quad (\text{IV. 12})$$

D'où :

$$\theta_{max}(z) = \text{acos}\left(\frac{z}{r_{max}}\right) \quad (\text{IV. 13})$$

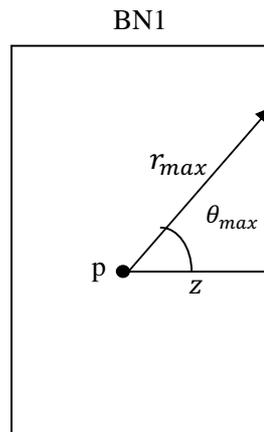


Figure IV.2 : Schématisation du parcours de la particule chargée dans le convertisseur BN1.

Il faut noter que r_{max} est la distance que traverse la particule chargée pour qu'elle se retrouve avec une énergie minimale à la sortie du convertisseur.

La distance r_{max} dépend également de l'énergie de la particule chargée E_p émise à travers la réaction $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$, qui est à son tour dépend de l'énergie E_n du neutron incident.

Selon la cinématique de la réaction $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$ l'énergie de la particule émise est donnée par l'équation suivante :

$$E_p = \left[\frac{\sqrt{M_n M_p} E_n \cos(\theta) + \sqrt{M_n M_p E_n^2 \cos^2(\theta) + (M_p + M_y)(E_n(M_y - M_n) + M_y Q)}}{M_p + M_y} \right]^2 \quad (\text{IV.14})$$

si $p = \alpha \implies y = ^7\text{Li}$, sinon $y = \alpha$.

avec M_n , E_n , M_y , M_p , E_p sont respectivement les masses et les énergies du neutron et des particules chargées produits de la réaction $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$. Q est le bilan énergétique de la réaction.

NB : comme l'énergie du neutron dans le domaine thermique est très faible devant le bilan énergétique de la réaction $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$, les termes $(M_p + M_y)(E_n(M_y - M_n) + M_y Q)$ et $M_n M_p E_n^2 \cos^2(\theta)$ sont très négligeables devant le terme $(M_p + M_y) M_y Q$ et par conséquent les énergies des particules issues de la réaction sont presque invariables ni avec l'angle d'émission θ ni avec l'énergie du neutron incident.

Les relations qui existent entre les r_{max} et les énergies E_p des particules chargées α ou ^7Li ont été établies en utilisant le code SRIM [36].

Pour une énergie minimale détectable nulle ($E'_p(\text{min}) = 0$) des particules chargées à la sortie du convertisseur, les distances maximales parcourues dans le BN1 par les deux particules α et ^7Li des deux voies de la réaction sont de la forme:

$$r_{max}^{\alpha_1} = \sum_{n=0}^5 a'_n E_{\alpha_1 min}^n = 7,4 \mu\text{m} \quad (E'_{\alpha_1}(\text{min}) = 0)$$

$$r_{max}^{\alpha_2} = \sum_{n=0}^5 c'_n E_{\alpha_2 min}^n = 5,909 \mu\text{m} \quad (E'_{\alpha_2}(\text{min}) = 0)$$

$$r_{max}^{Li_1} = \sum_{n=0}^5 b'_n E_{Li_1 min}^n = 3,502 \mu\text{m} \quad (E'_{Li_1}(\text{min}) = 0)$$

$$r_{max}^{Li_2} = \sum_{n=0}^5 d'_n E_{Li_2 min}^n = 3,13 \mu\text{m} \quad (E'_{Li_2}(\text{min}) = 0)$$

avec :

$$a'_0 = 7,40; \quad a'_1 = -7,1913; \quad a'_2 = 9,6856; \quad a'_3 = -10,776; \quad a'_4 = 5,2347; \quad a'_5 = -0,9555$$

$$b'_0 = 3,502; \quad b'_1 = -8,9083; \quad b'_2 = 18,704; \quad b'_3 = -30,077; \quad b'_4 = 24,6601; \quad b'_5 = -7,8467$$

$$c'_0 = 5,909; \quad c'_1 = -6,25137; \quad c'_2 = 7,57667; \quad c'_3 = -9,67372; \quad c'_4 = 5,6296; \quad c'_5 = -1,2592$$

$$d'_0 = 3,13; \quad d'_1 = -9,1308; \quad d'_2 = 20,492; \quad d'_3 = -37,283; \quad d'_4 = 36,086; \quad d'_5 = -13,845$$

Pour déterminer l'angle critique θ_c d'enregistrement d'une particule chargée (α et ${}^7\text{Li}$) dans le CR-39, il faut établir la relation entre son parcours R dans le CR-39 et son énergie ; et pour cela il faut tout d'abord trouver la relation entre son énergie à la sortie du convertisseur et sa distance parcourue qui est liée à la profondeur z où la particule est née et son angle d'émission θ par la relation : $r = z/\cos(\theta)$

Les énergies E'_p des particules chargées à la surface de l'écran convertisseur (à la sortie) en fonction de leurs distances parcourues dans le convertisseur sont de la forme :

$$E'_{\alpha_1} = \sum_{n=0}^5 a_n r^n \quad \text{et} \quad E'_{Li_1} = \sum_{n=0}^5 b_n r^n$$

$$E'_{\alpha_2} = \sum_{n=0}^5 c_n r^n \quad \text{et} \quad E'_{Li_2} = \sum_{n=0}^5 d_n r^n$$

avec :

$$a_0 = 1,777; a_1 = -0,20054; a_2 = -0,02276; a_3 = 0,01022; a_4 = -0,00236; a_5 = 1,7572 \cdot 10^{-4}$$

$$b_0 = 1,015; b_1 = -0,47625; b_2 = 0,06174; b_3 = -0,01444; b_4 = 0,00612; b_5 = -7,6363 \cdot 10^{-4}$$

$$c_0 = 1,472; c_1 = -0,22204; c_2 = -0,02114; c_3 = 0,00876; c_4 = -0,00235; c_5 = 2,2853 \cdot 10^{-4}$$

$$d_0 = 0,841; d_1 = -0,43494; d_2 = 0,02059; d_3 = 0,03239; d_4 = -0,01153; d_5 = 0,00146$$

Les coefficients a_n , b_n , c_n et d_n , ont été déterminés à partir de l'ajustement des équations aux points : distance parcourue-énergie de sortie de la particule (r , E'_p) fournis par le code SRIM.

Il faut noter que E'_p est exprimée en MeV et la distance parcourue dans le convertisseur r est en μm .

La figure IV.3 ci-dessous montre les relations des énergies des particules chargées α et ${}^7\text{Li}$ des deux voies de la réaction ${}^{10}\text{B} (n, \alpha) {}^7\text{Li}$ à la sortie du convertisseur en fonction de leurs distances traversées entre leurs points de naissance et leurs points de sortie. Les courbes de la figure IV.3 sont tracées à partir des valeurs calculées par le code SRIM.

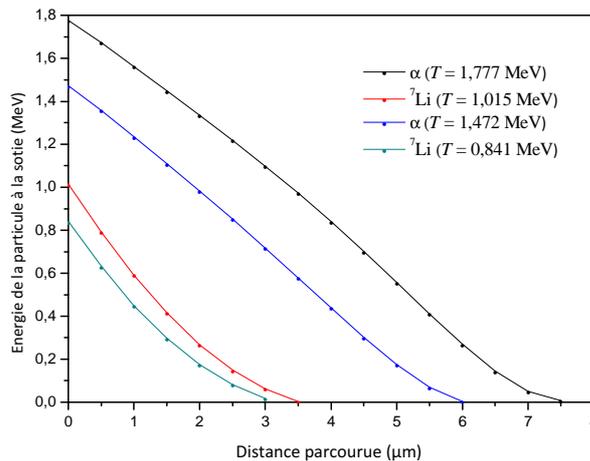


Figure IV.3 : Variation des énergies des particules α et ${}^7\text{Li}$ en fonction de la distance parcourue.

Les relations entre les parcours R dans le CR-39 des deux particules α et ${}^7\text{Li}$ en fonction de leurs énergies E'_α et E'_{Li} sont de la forme :

$$R_\alpha = \sum_{n=0}^5 k_n E'^n_\alpha \quad \text{et} \quad R_{Li} = \sum_{n=0}^5 l_n E'^n_{Li}$$

Les coefficients k_n et l_n sont déterminés à partir de l'ajustement des équations aux points énergie-parcours (R_α, E'_α) et (R_{Li}, E'_{Li}) fournis par le code SRIM dans le CR-39. Les énergies sont exprimées en MeV et les parcours en μm .

Avec :

$$k_0 = 0 ; k_1 = 8,77 ; k_2 = -13,933 ; k_3 = 16,263 ; k_4 = -8,551 ; k_5 = 1,68842 ;$$

$$l_0 = 0 ; l_1 = 9,6696 ; l_2 = -20,7149 ; l_3 = 32,223 ; l_4 = -25,52 ; l_5 = 7,8495 ;$$

La figure IV.4 ci-dessous montre les variations des parcours des particules chargées α et ${}^7\text{Li}$, dans le CR-39 en fonction leurs énergies.

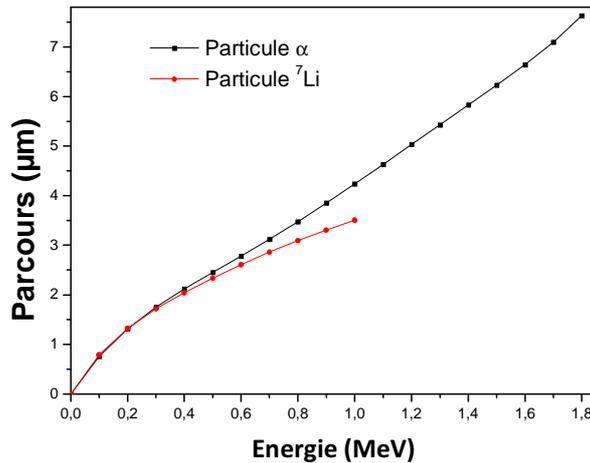


Figure IV.4 : Parcours des particules chargées α et ${}^7\text{Li}$, dans le CR-39, en fonction de leurs énergies E'_α et E'_{Li} .

A partir des relations précédentes on a pu obtenir les parcours des particules chargées des deux voies de la réaction $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$ dans le CR-39 et qui sont de la forme:

$$\begin{cases} R_{\alpha 1} \approx 7,55 - \frac{z}{\cos(\theta)} \\ R_{\alpha 2} \approx 6,15 - \frac{z}{\cos(\theta)} \end{cases} \quad (\text{IV.15})$$

$$\begin{cases} R_{Li1} \approx 3,6 - \frac{z}{\cos(\theta)} \\ R_{Li2} \approx 3,18 - \frac{z}{\cos(\theta)} \end{cases} \quad (\text{IV.16})$$

où :

$R_{\alpha 1}$ et $R_{\alpha 2}$ sont respectivement les parcours des particules α dans le CR-39 des deux voies de la réaction $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$.

R_{Li1} et R_{Li2} sont respectivement les parcours du ^7Li dans le CR-39 des deux voies de la réaction $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$.

L'angle critique θ_c pour lequel la particule chargée incidente permet de former une trace observable sur le détecteur CR-39 est donnée par l'expression [1].

$$\theta_c = \arccos\left(\frac{1}{V}\right) \quad (\text{IV.17})$$

Où : V est le rapport entre la vitesse d'attaque préférentielle V_t est la vitesse d'attaque globale V_b

Pour le cas du CR-39, V est lié au parcours (R) de la particule chargée par une fonction de la forme :

$$V(R) = aR^{-n} \quad (\text{IV.18})$$

Où: a et n sont des facteurs d'ajustement empiriques [38].

Avec : $a = 2.797$ et $n = -0.223$ pour les particules α .

$a = 1.911$ et $n = -0.092$ pour les particules ^7Li .

D'où

$$V_{\alpha}(R) = 2,797R^{-0,223} \quad (\text{IV.19})$$

$$V_{Li}(R) = 1,911R^{-0,092} \quad (\text{IV.20})$$

Les études de la variation de θ_c en fonction de l'énergie des deux particules α et ${}^7\text{Li}$ des deux voies de la réaction ${}^{10}\text{B} (n, \alpha) {}^7\text{Li}$ dans le CR-39 nous ont permis de déduire des relations suivantes :

$$\theta_c^{\alpha 1} \approx \arccos \left[\left(7,55 - \frac{z}{\cos(\theta_c^{\alpha 1})} \right)^{+0,223} / 2,797 \right]$$

$$\theta_c^{\alpha 2} \approx \arccos \left[\left(6,15 - \frac{z}{\cos(\theta_c^{\alpha 2})} \right)^{+0,223} / 2,797 \right]$$

$$\theta_c^{Li1} \approx \arccos \left[\left(3,6 - \frac{z}{\cos(\theta_c^{Li1})} \right)^{+0,092} / 1,911 \right]$$

$$\theta_c^{Li2} \approx \arccos \left[\left(3,18 - \frac{z}{\cos(\theta_c^{Li2})} \right)^{+0,092} / 1,911 \right]$$

Le calcul numérique nous a permis de trouver les solutions approchées suivantes :

$$\theta_c^{\alpha 1} \approx \sum_{n=0}^4 x_n z^n \quad \text{et} \quad \theta_c^{\alpha 2} \approx \sum_{n=0}^4 x'_n z^n$$

$$\theta_c^{Li1} \approx \sum_{n=0}^5 y_n z^n \quad \text{et} \quad \theta_c^{Li2} \approx \sum_{n=0}^5 y'_n z^n$$

Avec :

$$x_0 = 0,97491; x_1 = 0,03583; x_2 = 0,00283; x_3 = 0,0045; x_4 = -0,00103.$$

$$x'_0 = 1,00551; x'_1 = 0,03463; x'_2 = 0,00996; x'_3 = 0,01148; x'_4 = -0,00298.$$

$$y_0 = 0,93987; y_1 = 0,04083; y_2 = 0,07534; y_3 = -0,17446; y_4 = 0,13117; y_5 = -0,02639.$$

$$y'_0 = 0,9553; y'_1 = 0,00173; y'_2 = 0,07344; y'_3 = -0,0865; y'_4 = 0,0807; y'_5 = -0,02206.$$

Les valeurs de r_{max} et de θ_c calculées sont utilisées pour calculer la densité des traces en fonction du flux neutronique.

En substituant maintenant Eq (IV.11) dans Eq (IV.7), et en considérant toutes les réactions induites par les neutrons dans la surface S_c du convertisseur en fonction de la distribution énergétique des neutrons, l'épaisseur du convertisseur et les angles d'émissions, le nombre total des traces produites par les deux particules α et ${}^7\text{Li}$ dans une surface du CR-39 est donnée par :

$$D = \frac{1}{4\pi} N_0 t \int_{S_c} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \left(\sum_j \int_0^{r_{max}^j} \int_0^{\theta_{lim}^j} y_j(E) \right) \frac{d^2\sigma(\theta, \varphi, E)}{d\cos(\theta)d\varphi} T(E, z) \phi(\vec{\mathcal{X}}, E) e^{-\Sigma_c(E).d} \sin(\theta) d\theta dz dE d\varphi dS_c \quad (\text{IV.21})$$

où:

j : Correspond au type de la particule chargée des deux voies de la réaction ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ et

${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}^*$;

$y_j(E)$: Rapport d'embranchement de la réaction;

θ_{lim}^j : Angle limite de détection des particules α et ${}^7\text{Li}$;

r_{max}^j : Distance maximale traversée par les deux particules α et ${}^7\text{Li}$ dans le convertisseur ;

S_c : Surface du convertisseur, $dS_c = dx dy$.

L'équation IV.21 est toujours valable pour tout spectre de neutrons. Cependant, pour simplifier un petit peu cette dernière équation, on néglige l'interaction du ${}^{10}\text{B}$ avec les neutrons rapides devant celle avec les neutrons thermiques et épithermiques.

Alors, on peut considérer que dans le cas des neutrons thermiques et épithermiques les produits de la réaction ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ sont émis de façon isotrope. Alors, l'Eq(IV.21) devient comme suit:

$$D = \frac{1}{2} N_0 t \int_{S_c} \int_0^\infty \left(\sum_j \int_0^{r_{max}^j} \int_0^{\theta_{lim}^j} y_j(E) \right) \sigma(E) T(E, z) \phi(\vec{X}, E) e^{-\Sigma_c(E).d} \sin(\theta) d\theta dz dE dS_c \quad (IV.22)$$

$\sigma(E)$: Section efficace intégral de la réaction $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ pour les neutrons thermiques et epithermiques.

Pour résoudre cette équation numériquement on a effectué les simplifications suivantes :

Pour toute énergie du neutron $E \leq 10^3$ eV on a :

$$y_1(E) \approx 0,063 ; y_2(E) \approx 0,937 ;$$

$$\sigma(E) \approx 610,7/\sqrt{E} \quad , \text{ avec } E \text{ en eV et } \sigma \text{ en barn ;}$$

$$E_{\alpha_1} \approx 1,777 \text{ MeV ; } E_{Li_1} = 1,015 \text{ MeV ;}$$

$$E_{\alpha_2} \approx 1,472 \text{ MeV ; } E_{Li_2} = 0,841 \text{ MeV ;}$$

Si nous Considérons que le flux de neutrons est uniforme sur toute la surface S_c , le nombre total de traces D_j produit par un type de particule sera donné par l'expression suivante :

$$D_j = \frac{1}{2} N_0 t S_c \phi(\vec{X}) \int_0^\infty \int_0^{r_{max}^j} (1 - \cos(\theta_{lim}^j)) y_j(E) \sigma(E) T(E, z) \phi(E) e^{-\Sigma_c(E).d} dz dE \quad (IV.23)$$

D'où:

$$D_{\alpha_1} = 2,61.10^{-5} t S_c \phi(\vec{x}) \int_0^{10^3} \int_0^{7,4} \left(1 - \cos \left(\frac{1}{2} \left[\left(\sum_{n=0}^5 x_n z^n + \arccos \left(\frac{z}{7,4} \right) \right) - \left| \sum_{n=0}^5 x_n z^n - \arccos \left(\frac{z}{7,4} \right) \right| \right] \right) \right) \frac{e^{-8,24.10^{-4} \frac{z}{\sqrt{E}}}}{\sqrt{E}} e^{-\Sigma_c(E).d} \phi(E) dz dE$$

$$D_{\alpha_2} = 3,89.10^{-4} t S_c \phi(\vec{x}) \int_0^{10^3} \int_0^{5,91} \left(1 - \cos \left(\frac{1}{2} \left[\left(\sum_{n=0}^5 x'_n z^n + \arccos \left(\frac{z}{5,91} \right) \right) - \left| \sum_{n=0}^5 x'_n z^n - \arccos \left(\frac{z}{5,91} \right) \right| \right] \right) \right) \frac{e^{-8,24.10^{-4} \frac{z}{\sqrt{E}}}}{\sqrt{E}} e^{-\Sigma_c(E).d} \phi(E) dz dE$$

$$D_{Li_1} = 2,61.10^{-5} t S_c \phi(\vec{x}) \int_0^{10^3} \int_0^{3,502} \left(1 - \cos \left(\frac{1}{2} \left[\left(\sum_{n=0}^5 y_n z^n + \arccos \left(\frac{z}{3,502} \right) \right) - \left| \sum_{n=0}^5 y_n z^n - \arccos \left(\frac{z}{3,502} \right) \right| \right] \right) \right) \frac{e^{-8,24.10^{-4} \frac{z}{\sqrt{E}}}}{\sqrt{E}} e^{-\Sigma_c(E).d} \phi(E) dz dE$$

$$D_{Li_2} = 3,89.10^{-4} t S_c \phi(\vec{x}) \int_0^{10^3} \int_0^{3,13} \left(1 - \cos \left(\frac{1}{2} \left[\left(\sum_{n=0}^5 y'_n z^n + \arccos \left(\frac{z}{3,13} \right) \right) - \left| \sum_{n=0}^5 y'_n z^n - \arccos \left(\frac{z}{3,13} \right) \right| \right] \right) \right) \frac{e^{-8,24.10^{-4} \frac{z}{\sqrt{E}}}}{\sqrt{E}} e^{-\Sigma_c(E).d} \phi(E) dz dE$$

Ces intégrations ont été évaluées numériquement en utilisant les valeurs obtenues par le code **SRIM** [36] des parcours des particules chargées et la perte d'énergie de chaque particule dans le convertisseur. Il faut noter ici que dans ces intégrations E est en eV et z en μm .

Le nombre total des traces enregistrées dans le CR-39 est la somme de toutes les traces produites par les particules α et ${}^7\text{Li}$ des deux voies de la réaction ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$.

$$D = \sum_j D_j = D_{\alpha_1} + D_{\alpha_2} + D_{\text{Li}_1} + D_{\text{Li}_2}$$

- **Cas général (réacteur thermique) :** dans ce cas on a considéré que le spectre neutronique est constitué de deux composantes, spectre maxwellien ($E \leq 0,2$ eV) et un spectre épithermique qui varie en $1/E$ entre une gamme d'énergie $0,2 \text{ eV} \leq E \leq 10^3 \text{ eV}$.

$$\phi(\vec{x}, E) = \phi(\vec{x})\varphi(E) = \phi(\vec{x}) \begin{cases} 1,306 \cdot 10^3 E e^{-\frac{E}{0,0253}} & E \leq 0,2 \text{ eV} \\ \frac{1,926 \cdot 10^{-2}}{E} & 0,2 \text{ eV} \leq E \leq 10^3 \text{ eV} \end{cases}$$

Le calcul numérique de ces dernières intégrales a permis d'obtenir la densité de traces correspondante à ce spectre neutronique :

Le nombre total de traces obtenu en fonction du flux total de neutrons (thermiques et épithermiques) est exprimé dans le cas où le CR-39 est placé avant le BN1 par la relation:

$$D = 6,13 \times 10^{-3} t \phi(\vec{x}) S_c \quad (\text{IV.24})$$

D'où la densité des traces est :

$$\rho_{tr} = D/S_c = 6,13 \times 10^{-3} t \phi(\vec{x}) \left[\text{traces}/\text{cm}^2 \right] \quad (\text{IV.25})$$

où :

t : Temps d'irradiation (s).

$\phi(\vec{x})$: Flux de neutrons total ($\text{n}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$).

S_c : surface du convertisseur BN1

Le nombre total des traces produites par les neutrons thermiques uniquement est donné par :

$$D_{th} = 6,01 \times 10^{-3} t \phi_{th}(\vec{x}) S_C \quad (IV.26)$$

où : ϕ_{th} est le de neutrons thermiques ($n.cm^{-2}.s^{-1}$).

NB : Il faut noter ici que le convertisseur de neutrons est intimement mis en contact avec le CR-39 et donc la surface irradiée du convertisseur S_C correspond (égale) à la surface du CR-39 où les traces sont enregistrées.

- **Cas du faisceau du diffractomètre neutronique**

Le flux de neutrons à la sortie de notre diffractomètre neutronique est un flux thermique monénergétique dont la longueur d'onde associée est $\lambda = (1.452 \pm 0.001) \text{ \AA}$, qui correspond à une énergie de neutrons de 38.8 meV. Dans ce cas l'équation IV.23 sera simplifiée par l'équation (IV.27) suivante :

$$D_j = \frac{1}{2} N_0 t S_C \sigma y_j \phi(\vec{\mathcal{X}}) e^{-\Sigma_C d} \int_0^{r_{max}^j} (1 - \cos(\theta_{lim}^j)) T(z) dz \quad (IV.27)$$

Le calcul numérique du nombre total des traces dans une surface sur le CR-39 (égale à la S_C du convertisseur) donne la relation suivante :

$$D = 6,70 \times 10^{-3} t \phi(\vec{x}) S_C \quad (IV.28)$$

D'où la densité des traces est :

$$\rho_{tr} = D/S_C = 6,70 \times 10^{-3} t \phi(\vec{x}) \left[\text{traces}/\text{cm}^2 \right] \quad (IV.29)$$

Dans le cas où le convertisseur de neutron est placé avant le film CR-39, le nombre total des traces observés dans le CR-39 est :

$$D = 6,47 \times 10^{-3} t \phi(\vec{x}) S_C \quad (IV.30)$$

V.1.2. Techniques expérimentales et irradiation

Les différentes irradiations ont été effectuées autour du réacteur Es-salam pour la caractérisation du faisceau neutronique du diffractomètre et de l'installation de neutronographie.

IV.1.2.1. Description du réacteur Es-Salam

Le réacteur de Recherche Nucléaire Es-Salam de Birine est un réacteur de type réservoir de 15 MW. Il est modéré et refroidi avec de l'eau lourde (D_2O) et utilise l'oxyde d'uranium (UO_2) faiblement enrichi comme combustible. Il dispose de plusieurs canaux expérimentaux verticaux et horizontaux arrangés dans différentes positions dans le réacteur. Deux de ces canaux horizontaux sont équipés par un diffractomètre neutronique à deux axes utilisé pour la caractérisation des poudres polycrystallines et une installation d'imagerie neutronique exploitée dans le domaine du contrôle non destructif, la formation et dans la recherche.

IV.1.2.2. Caractérisation du faisceau neutronique du diffractomètre

Le faisceau de neutrons délivré par le système de diffraction neutronique est un faisceau thermique monoénergétique de $2 \times 3 \text{ cm}^2$ [34]. Le faisceau a fait l'objet d'une caractérisation dans le but de déterminer sa distribution spatiale et énergétique. A cet effet, deux techniques ont été utilisées pour la mesure de la distribution spatiale des neutrons thermique à savoir : la méthode des DSTN et la méthode d'activation des feuilles. Dans cette dernière méthode on a utilisé cinq (5) feuilles identiques très minces en Dysprosium (Dy) de $25 \mu\text{m}$ d'épaisseur et 7mm de diamètre [34]. Après irradiation de ces feuilles, l'activité est mesurée par un détecteur GeHP. En ce qui concerne la distribution en énergie on a utilisé la méthode de diffraction basée sur la loi de Bragg. Par ailleurs, le degré d'homogénéité du faisceau a été analysé par la technique de neutronographie (méthode de directe) en utilisant un détecteur d'image composé d'un film radiographique de type AGFA D7 et un écran convertisseur de neutrons thermiques en Gadolinium (Gd).

1. Description du système de diffraction neutronique

Le système de diffraction neutronique, diffractomètre à deux axes, est installé dans le canal horizontal N°4 du réacteur Es-Salam. Le système contient deux parties, une partie interne composée principalement de 03 collimateurs de neutrons et un obturateur de faisceau.

Le rôle principal des collimateurs est de donner une direction au flux neutronique afin de produire un faisceau uniforme. La deuxième partie du système de diffraction se trouve à l'extérieur du block réacteur et elle est composée principalement d'un monochromateur en monocristal de Pb (200) placé sur un goniomètre à trois degrés de liberté et un collimateur de type soller dont l'ensemble est entouré avec une protection en béton lourd comme le montre la figure.4, et à l'extérieur de cette protection biologique se trouve une table tournante pour réaliser les expériences de diffraction neutronique. La rotation de cette table permet au détecteur des neutrons (BF3) de balayer tout le faisceau de neutrons diffracté par l'échantillon. Dans notre diffractomètre, le monochromateur est placé à un angle de 34° ce qui permet de diffracter uniquement les neutrons ayant une longueur d'onde de l'ordre de $1.452 \pm 0.01 \text{ \AA}$. Ces derniers vont subir une collimation (collimateur soller) afin de délivrer à la sortie un faisceau uniforme d'une taille maximale de $2 \times 3 \text{ cm}^2$) [39].

Plusieurs expériences ont été réalisées autour du diffractomètre pour l'investigation de la matière condensée (poudres poly-cristallines). La Figure IV.2 illustre les différents composants du système de diffraction neutronique (SDN) [39].

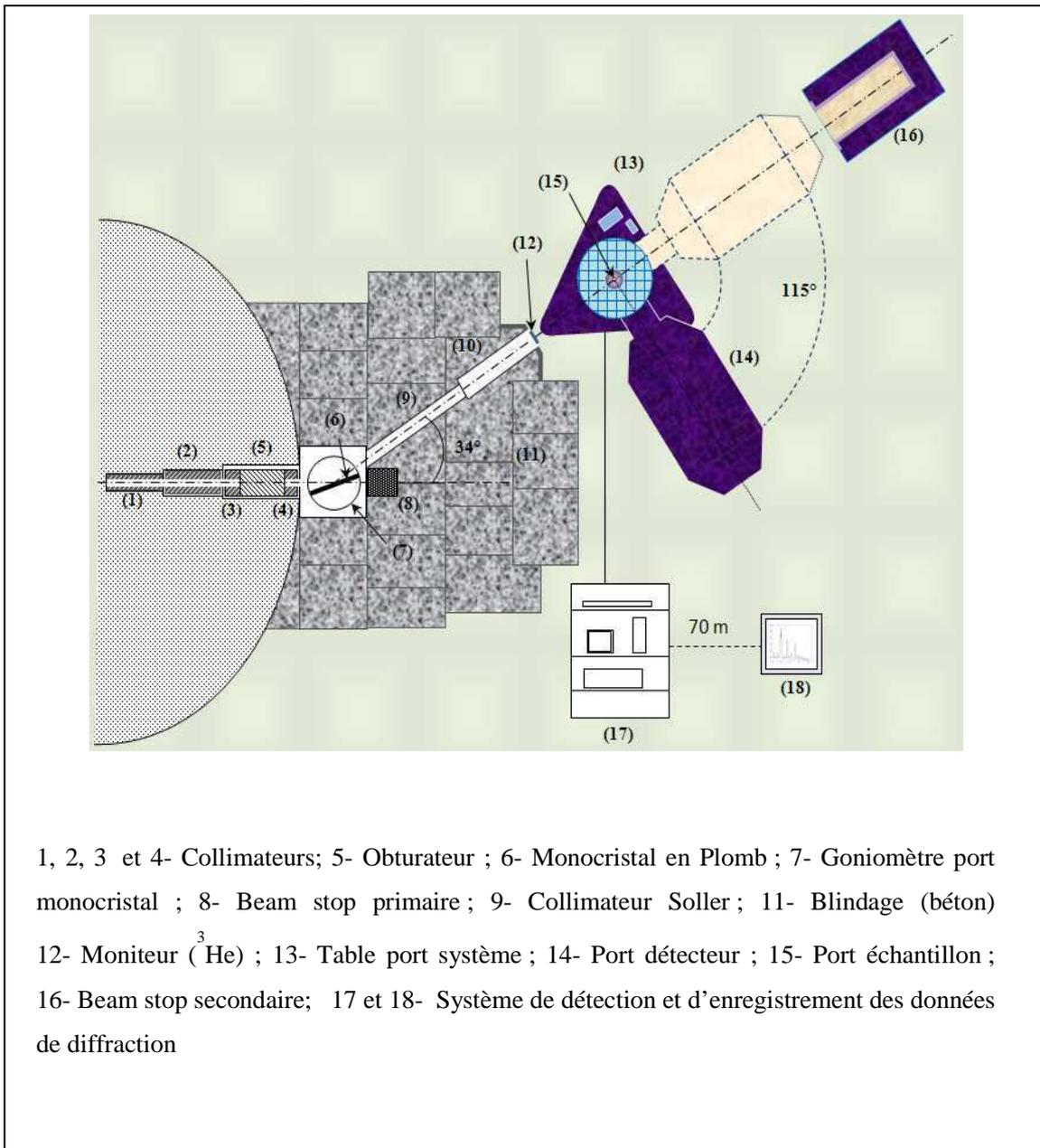


Figure IV.5 : Schéma général du système de diffraction neutronique.

2. Mesure du flux de neutrons thermiques

a. Irradiation et montage expérimental utilisé dans la mesure du flux par DSTN

Le calcul du flux de neutrons thermiques par la relation obtenue théoriquement (Eq IV.28) nécessite la détermination de la densité des traces observées dans le CR-39. Ces traces sont obtenues expérimentalement en irradiant un détecteur de neutrons thermiques composé d'une plaque de CR-39 et un écran convertisseur en bore naturel.

Le système de détection utilisé pour mesurer le flux de neutrons thermiques à la sortie du diffractomètre neutronique est composé d'une plaque de CR-39 ($C_{12}H_{18}O_7$; $\rho=1.3\text{gcm}^{-3}$) de $3\times 4\text{cm}^2$ et 0.5mm d'épaisseur en contact avec un écran convertisseur de neutrons en bore naturel de type BN1 de même dimension ($3\times 4\text{cm}^2$). Le BN1 est commercialisé par Dosirad, France et il est conçu d'une plaque en plastique de 110 μm recouverte d'une couche de 30 μm en bore naturel. Le système de détection de neutrons est placé juste à la sortie du collimateur soler du diffractomètre perpendiculairement au faisceau de neutrons comme le montre la **figure IV. 6**. L'irradiation est effectuée pendant 15 minutes à une puissance de fonctionnement du réacteur de 8MW.

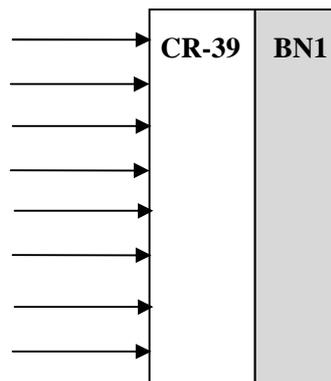


Figure IV.6 : Principe de détection des neutrons thermiques par la technique des DSTN

Après irradiation, et afin de révéler les traces produites, le détecteur plastique CR-39 est développé dans une solution aqueuse de NaOH d'une normalité de 6.25N pendant 45 minutes à une température de 70°C. Le lavage est fait avec de l'eau déminéralisée.

Le comptage des traces observées dans le CR-39 est effectué manuellement en utilisant un microscope optique, 100x d'agrandissement, doté d'une camera CCD (**Figure IV.7**). Les images des traces prises sont transférées sur un PC pour effectuer le dénombrement des traces. Le comptage est réalisé sur 600 champs d'observations uniformément distribués.

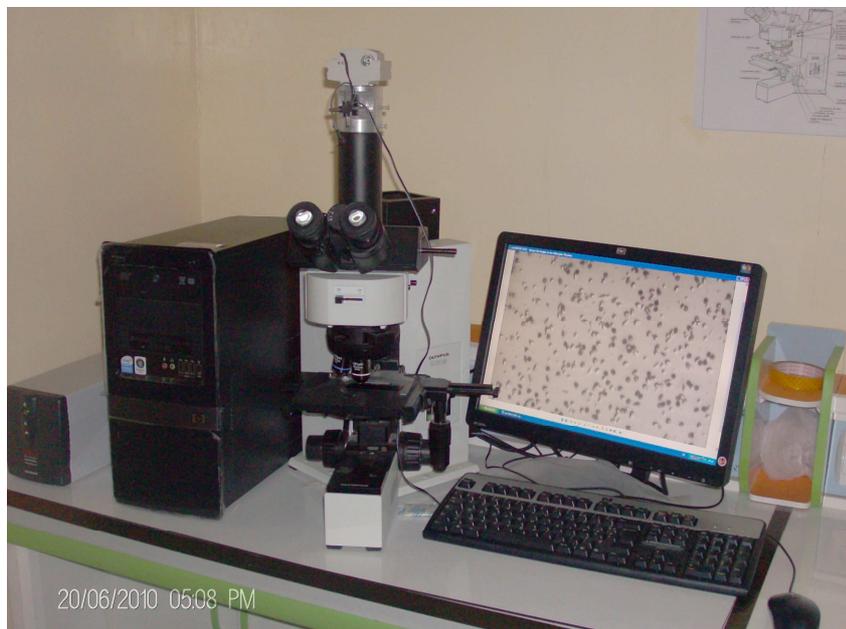


Figure. IV. 7 : Système optique utilisé dans le comptage des traces

b. Résultats et discussion

La figure (IV.8) ci-dessous montre un exemple typique de la distribution des traces enregistrées dans le CR-39 dans cinq différentes régions du faisceau neutronique. Ces traces sont révélées avec une concentration de NaOH de 6.26N à une température de 70 °C pendant 45min. Sur le détecteur on peut observer des traces circulaires et autres elliptiques selon l'angle

d'incidence de la particule chargée. Les traces circulaires enregistrées ont un diamètre moyen de l'ordre de $2.57\mu\text{m}$.

Le comptage de la densité des traces est utilisé dans l'équation IV.29 pour calculer le flux de neutrons thermique. Le flux de neutrons thermiques mesuré au centre du faisceau en utilisant cette relation est de l'ordre de $(5.66 \pm 0.55) \times 10^5 \text{ n.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ à une puissance de fonctionnement du réacteur de 8MW qui est en bonne concordance avec la valeur du flux mesuré par la méthode d'activation des feuilles de Dysprosium qui est de l'ordre de $(4.90 \pm 0.54) \times 10^5 \text{ n.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

D'autre part, la distribution des neutrons a été mesurée dans d'autres régions (5 régions) du faisceau et les résultats obtenus sont en bonne concordance avec les valeurs du flux mesurées par activation des feuilles en Dysprosium dans les mêmes endroits.

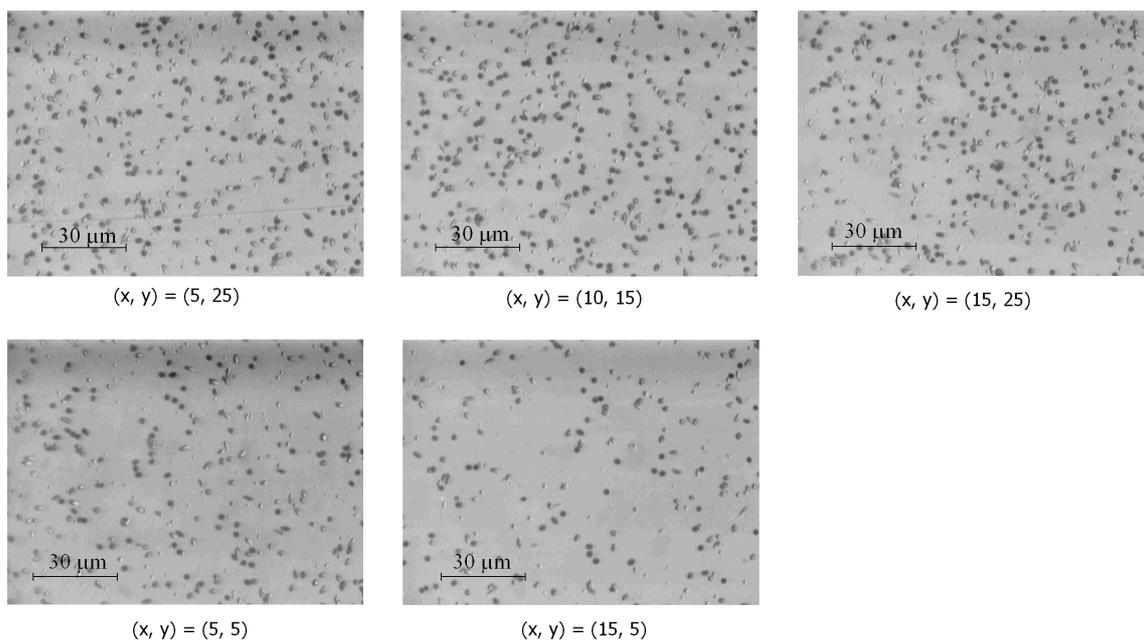


Figure IV. 8 : Photomicrographies des particules alpha et Lithium dans le CR-39

Les résultats de mesures du flux neutronique par la méthode des DSTN et la méthode d'activation sont récapitulés dans le tableau IV.3. Les valeurs de flux obtenues par la méthode

d'activation et par le technique de DSTN sont mesurées à une puissance de fonctionnement du réacteur de 8MW avec une erreur de 11% et 9.67% respectivement.

Position (x,y) mm	(10, 15)	(15, 25)	(5, 25)	(15, 5)	(5, 5)
Flux Thermique (n.cm⁻².s⁻¹) Mesuré par activation	4.90 x10 ⁵	4.62 x 10 ⁵	5.05 x 10 ⁵	2.20 x 10 ⁵	3.18 x 10 ⁵
Flux Thermique (n.cm⁻².s⁻¹) Mesuré par CR39-BN1	5.66 x10 ⁵	5.39 x 10 ⁵	5.97 x 10 ⁵	3.02 x 10 ⁵	4.25 x 10 ⁵

Tableau IV.3 : Comparaison entre la distribution du flux de neutrons thermiques mesuré par la méthode d'activation des feuilles et par DSTN.

Du tableau IV.3 on peut constater que les deux méthodes montrent la même tendance de variation du faisceau neutronique. Le flux est plus au moins intense au centre et dans la région supérieure droite du faisceau et moins intense dans sa partie inférieure gauche.

3. Etude du degré d'homogénéité du faisceau par la technique de Neutronographie.

La technique de neutronographie est une technique qui permet d'obtenir des images 2D en utilisant un faisceau de neutrons comme dans la radiographie X. Dans cette étude nous avons utilisé la méthode directe dont le principe est schématisé sur la figure ci-dessous [13]. Le système de détection d'image utilisé est composé d'un écran convertisseur en Gadolinium de 25µm d'épaisseur en contact intime avec un film radiographique dans une cassette en Aluminium étanche à la lumière (**Figure IV.9**). Le détecteur d'image est irradié pendant 2 heures avec un flux de neutrons thermiques de l'ordre de 5×10^5 n.cm⁻².s⁻¹.

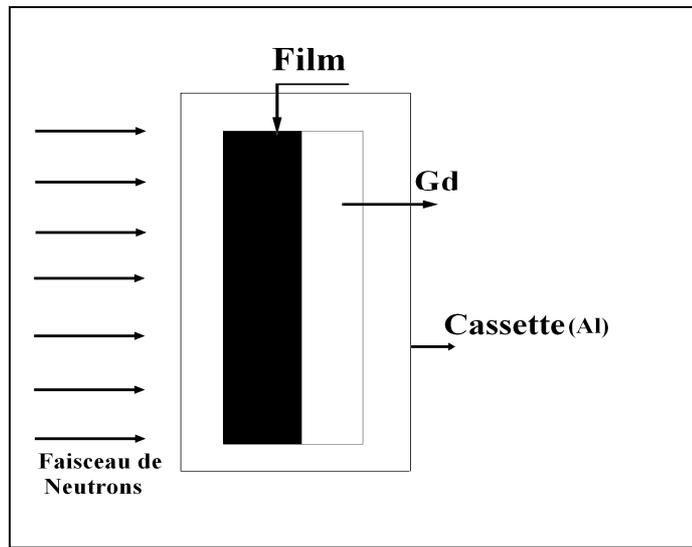
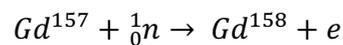
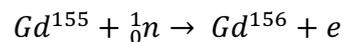


Figure IV. 9 Principe de la méthode directe de neutronographie

L'image est produite grâce aux électrons de conversion émis par les deux isotopes du convertisseur Gd^{155} et Gd^{157} suite à son interaction avec les neutrons selon les deux réactions.



Les deux isotopes ont pratiquement la même abondance isotopique, le Gd^{155} représente 14.7% et Gd^{157} 15.7 % dont leurs sections efficaces en barns sont respectivement 58000 et 240000.

Après irradiation, on a récupéré la cassette d'exposition, et dans une chambre noire de développement on a attaqué le film avec des solutions chimiques adéquates pour la révélation de l'image correspondante à l'empreinte du faisceau neutronique.

La distribution spatiale du faisceau neutronique est évaluée dans ce cas à partir des nuances entre les différents degrés de noircissement (densités optiques) enregistrées sur le film.

Donc et à partir des lectures densitométriques qu'on a effectué dans différentes régions de la surface totale de l'empreinte du faisceau qu'on a pu tracer en 2D la variation de la densité optique qui est représentative du degré d'homogénéité du faisceau neutronique.

La distribution du faisceau de neutrons obtenue par neutronographie est comparée avec celle déterminée par la technique des DSTN.

a. Résultats et discussion

La figure IV.10 (a) et IV.10 (b) représente, respectivement, la distribution spatiale du faisceau neutronique à la sortie du système de diffraction neutronique obtenue par la technique des DSTN(s) et par la neutronographie directe.

Les résultats obtenus montrent que le flux de neutrons présente une distribution relativement uniforme. D'autre part, on peut remarquer que le faisceau de neutrons dans la figure IV.10 (a) présente moins de variations spatiales que celui dans la figure IV.10 (b). Cette différence est principalement due à la différence des instruments utilisés dans le comptage de la densité des traces et la densité optique dans les deux méthodes d'investigations utilisées. Dans la méthode de Neutronographie directe, la densité optique est mesurée avec un densitomètre qui dispose d'une tête de lecture ayant une ouverture circulaire de 2mm de diamètre ce qui permet de scanner 78.54% de la surface totale de l'empreinte du faisceau de neutrons ($2 \times 3 \text{cm}^2$). Par contre, dans la technique des DSTN(s), la distribution des traces enregistrée sur le CR-39 est tracée à partir des images prises par le microscope optique en balayant toute la surface du film CR-39 sur 600 champs d'observations uniformément distribués où ces images représentent uniquement 4.92% de la surface du faisceau de neutrons. En d'autres termes, contrairement au microscope, le densitomètre permet de scanner une grande partie de l'empreinte du faisceau neutronique enregistré sur le film radiographique. Et par conséquent, la distribution du faisceau neutronique évaluée par neutronographie apparue plus uniforme par rapport à celle évaluée par la technique des DSTN.

Par ailleurs, on peut nettement observer dans la figure IV.10 (a) et IV.10 (b), une diminution du flux dans les bords du faisceau qui est due à la présence d'une fente rectangulaire en Cd, qui a une importante section efficace d'absorption aux neutrons thermiques, à la sortie du canal. De même, on peut également observer une dépression du faisceau neutronique dans sa partie inférieure gauche.

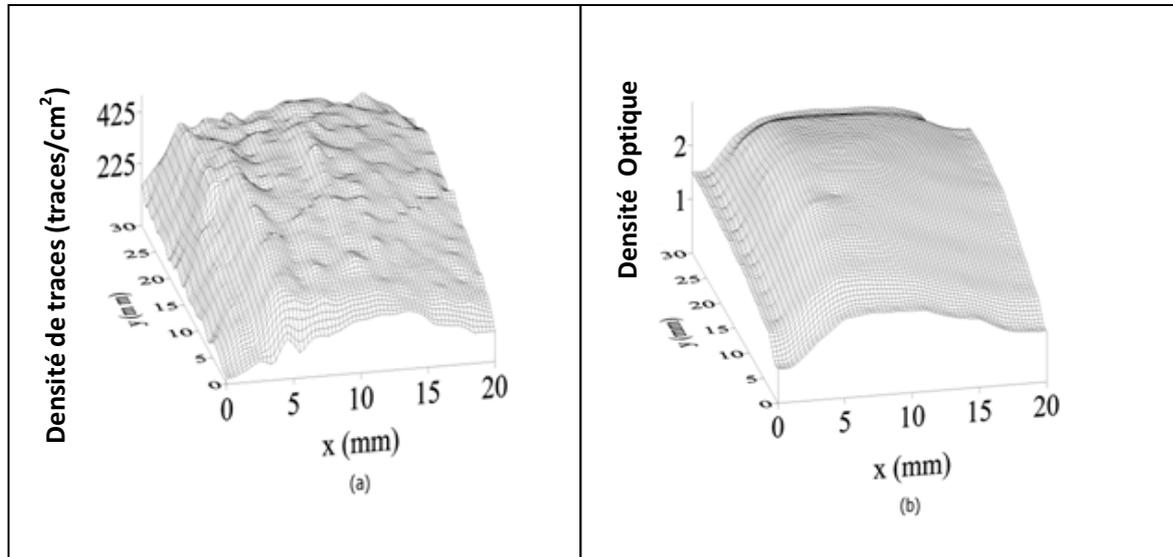


Figure IV.10 : Distribution spatiale du faisceau neutronique obtenue par :
le détecteur CR39-BN1 (a) et par neutronographie (b)

La distribution spatiale dans la figure IV.10 peut être représentée en termes de niveau de gris comme le montre la figure IV.11.

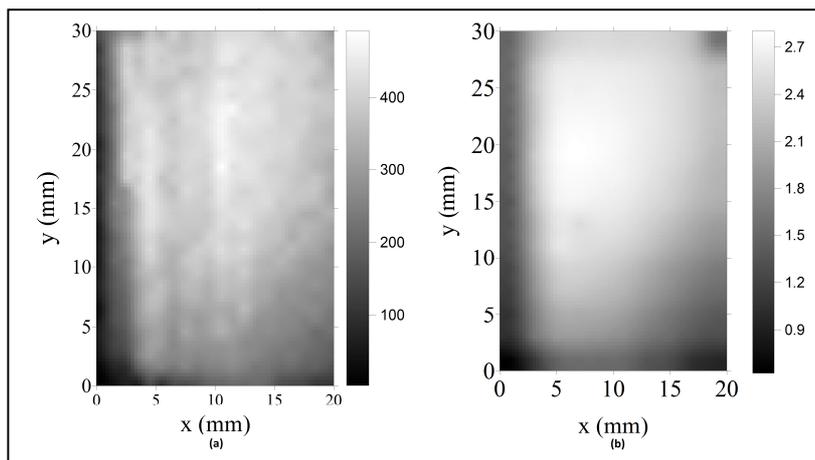


Figure IV.11 Distribution 2D du niveau de gris correspondant à la distribution spatiale du faisceau neutronique obtenue par CR39-BN1 (a) et par neutronographie directe (b)

4. Mesure de la longueur d'onde associée au faisceau neutronique

La longueur d'onde du faisceau de neutrons secondaire délivré par le diffractomètre peut être calculée théoriquement en utilisant la loi de Bragg.

$$\lambda = 2d \sin \theta \quad (\text{IV.31})$$

avec

λ : Longueur d'onde (\AA) ;

d : Distance interréticulaire ;

2θ : Angle de diffraction.

Dans notre système de diffraction, le faisceau de neutrons primaire est diffracté par un monocristal Pb (200) placé à un angle de Bragg (2θ) de 34° , dont le paramètre de maille (a) du Plomb est 4.95\AA .

Pour une structure cubique, nous avons:

$$d = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (\text{IV.32})$$

avec

a : paramètre de maille (4.95\AA);

h, k, l : les indices de Miller

En remplaçant les différents paramètres par leur valeur dans l'équation (IV.30) on obtient la valeur de la longueur d'onde associée aux neutrons du faisceau donnée dans le tableau suivant :

$h\ k\ l$	$2\theta(^{\circ})$	$\lambda(\text{\AA})$
200	34	1.447

Tableau IV. 4 : La longueur d'onde calculée à partir de l'angle de Bragg du monochromateur Pb(200)

Par ailleurs, la longueur d'onde du faisceau secondaire a été déterminée à partir du spectre de diffraction du Niobium (Nb) obtenu expérimentalement (Figure IV.12).

La position angulaire θ_{hkl} des raies de diffraction obéit à la loi de Bragg :

$$\lambda = 2d_{hkl}\sin\theta_{hkl}$$

Les angles $2\theta_{hkl}$ des pics de Bragg sur le spectre de diffraction obtenus permettent de recalculer la longueur d'onde associée aux neutrons du faisceau.

Le Niobium est caractérisé par une structure cristallographique cubique centré (CC) dont le paramètre de maille (a) est égal à 3.3066 Å.

L'indexation des pics est effectuée à l'aide des fiches ASTM qui contiennent des informations sur la structure cristalline de cet élément [39].

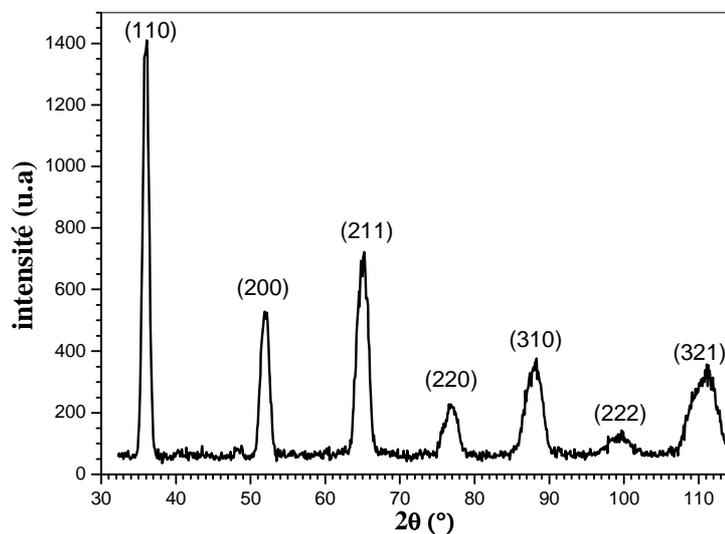


Figure IV.12 Spectre de diffraction neutronique du Nb.

Dans le tableau IV.5 suivant nous avons résumé les résultats trouvés en utilisant le diagramme de diffraction du Nb.

h k l	$2\theta_{hkl}(^\circ)$	$\lambda (\text{Å}^\circ)$
110	35.994	1,444
200	51.933	1,447
211	64.998	1,450
220	76.552	1,448
310	88.006	1,452
222	102.87	1,492
321	110.67	1,453

Tableau IV.5: les valeurs de la longueur d'onde calculées à partir des positions angulaires θ_{hkl} des raies de diffraction du Nb

5. Etude de la distribution des traces

La forme des traces dépend de l'angle d'incidence de la particule chargée sur le détecteur CR-39. Elle est circulaire lorsque la particule est perpendiculaire à la surface du détecteur et elle prend la forme elliptique dans le cas où l'angle d'incidence est différent de 90° . Les histogrammes de la figure IV.13 et figure IV.14 correspondent aux neutrons de 38.8 meV.

a. Distribution des traces circulaires en fonction du diamètre

La figure IV-13 ci-dessous montre la variation des traces circulaires des particules chargées α et ${}^7\text{Li}$ émise lors de la réaction des neutrons thermiques (38.8meV) avec les noyaux du ${}^{10}\text{B}$.

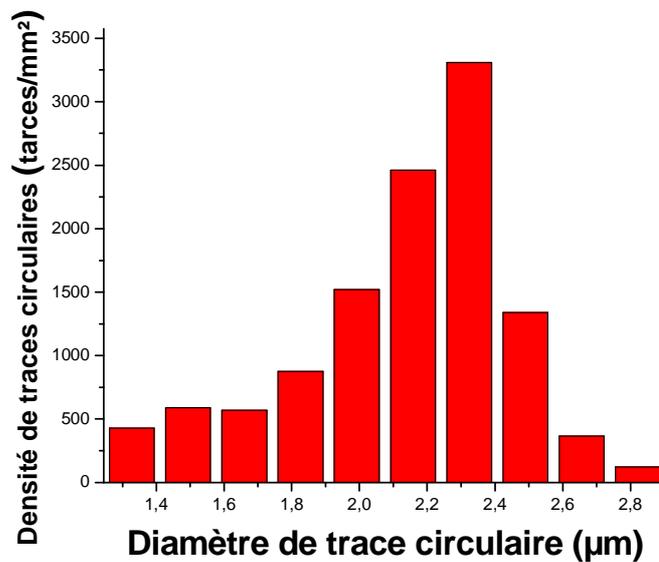


Figure IV.13 : Distribution des traces circulaires en fonction du diamètre

b. Distribution des traces elliptiques en fonction du petit et grand axe.

La figure IV.14 ci-dessous montre la distribution des traces elliptiques en fonction de l'axe mineur et l'axe majeur. La forme elliptique est due aux particules chargées α et ${}^7\text{Li}$ qui ont une incidence oblique à la surface du détecteur CR-39.

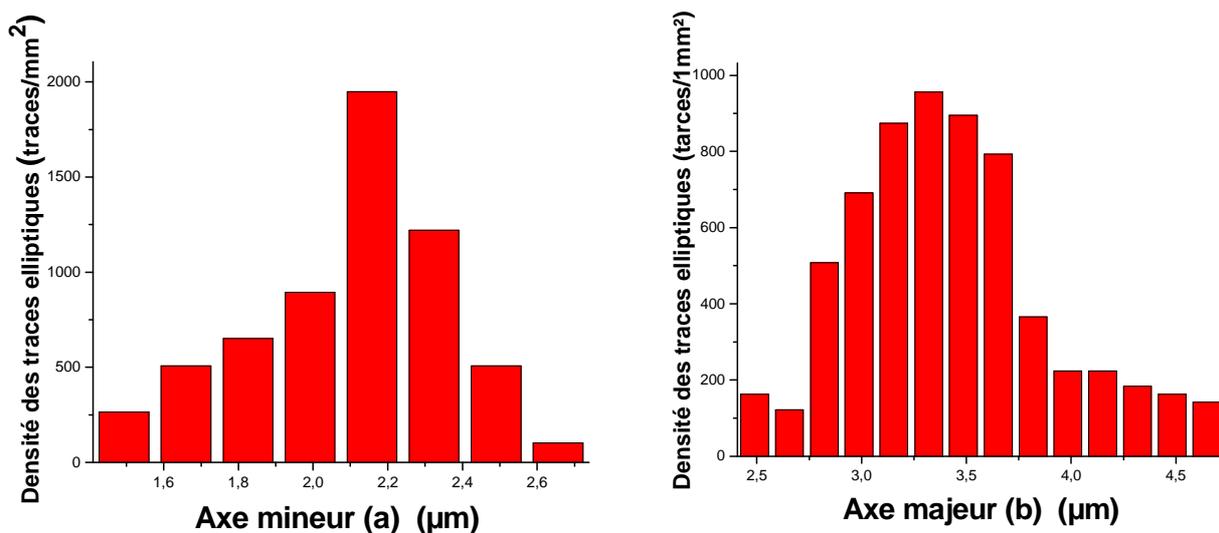


Figure IV.14 Distribution des traces elliptiques en fonction de l'axe mineur et majeur

Les formes des traces ainsi que leurs dimensions dépendent des énergies des particules et de leurs angles d'incidences des particules ainsi que des conditions de révélation des traces

IV.1.2.3. Caractérisation du faisceau neutronique de l'installation de Neutronographie

La neutronographie est une technique de contrôle non destructif, analogue dans son principe à la radiographie aux rayons X ou gamma. L'image produite est basée sur l'effet de l'atténuation du faisceau de neutrons par l'objet traversé. Dans cette partie, on a utilisé la méthode neutronographie de transfert, basée sur l'utilisation des films radiographiques, et la méthode d'activation des feuilles pour la caractérisation de la distribution des neutrons thermiques à la sortie du canal de neutronographie.

1. Description du canal de neutronographie

La Figure IV.15 représente le schéma général de l'installation de neutronographie implémentée autour du réacteur Es-Salam. Elle est constituée de trois parties essentielles : le collimateur, le beam-catcher (beam stop), et le système d'exposition. Toute l'installation est entourée d'une protection biologique en béton armé.

Le collimateur est l'élément le plus important dans cette installation. Il permet de canaliser les neutrons produits dans le cœur du réacteur et de les extraire vers la sortie sous forme d'un faisceau parallèle ou légèrement divergent.

La qualité et la résolution de l'image dépend essentiellement du rapport de collimation L/D (où D est le diaphragme du collimateur et L représente la distance entre le diaphragme et l'objet). Le faisceau de neutrons doit avoir un degré d'homogénéité élevé afin de pouvoir exposer l'objet de façon identique et de produire des images de qualité.

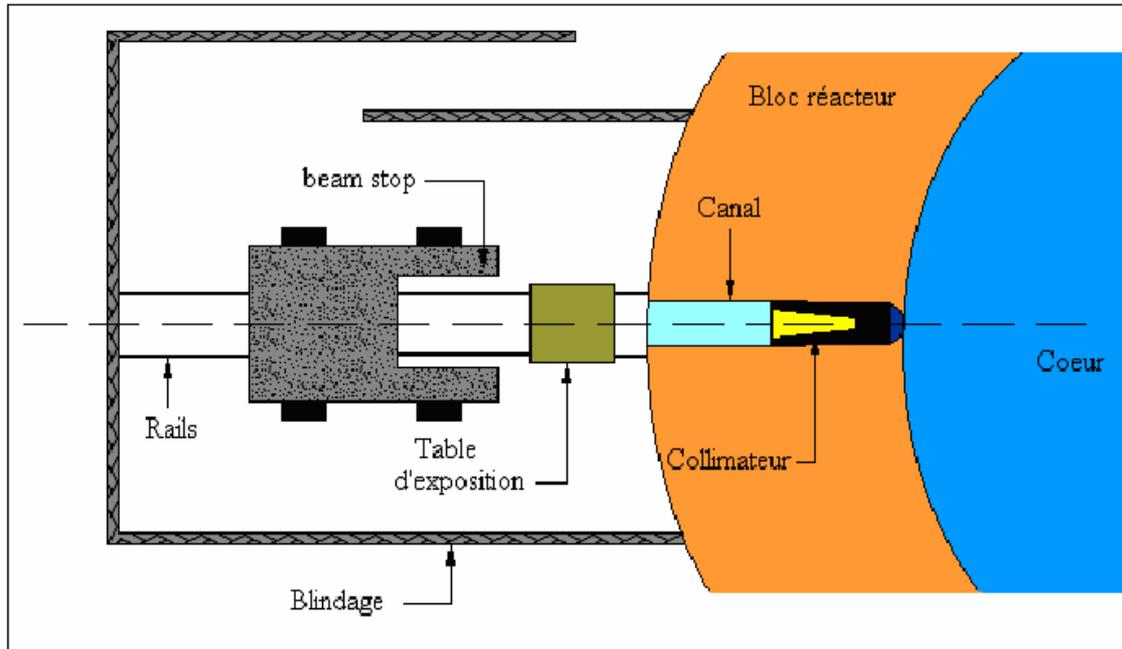


Figure IV.15 : Schéma général de l'installation de neutronographie

2. Etude du degré d'homogénéité du faisceau par la technique de neutronographie.

a. Principe de détection et conditions d'irradiation

Dans cette étude, nous avons utilisé la méthode de transfert pour enregistrer la distribution spatiale du faisceau des neutrons thermiques à la sortie du canal de neutronographie. Le principe de cette technique est schématisé sur la **figure IV.16**.

A cause de la non disponibilité d'écrans de Dysprosium de même dimensions que le faisceau de neutrons ($\sim 21 \times 21 \text{ cm}^2$ à la sortie du canal), nous avons juxtaposé quatre écrans de Dysprosium de $25 \mu\text{m}$ d'épaisseur et de $12 \times 10 \text{ cm}^2$ chacun dans une cassette en Aluminium. Ensuite, on a exposé tout le système juste à la sortie du canal au faisceau neutronique pendant une durée de 12 minutes.

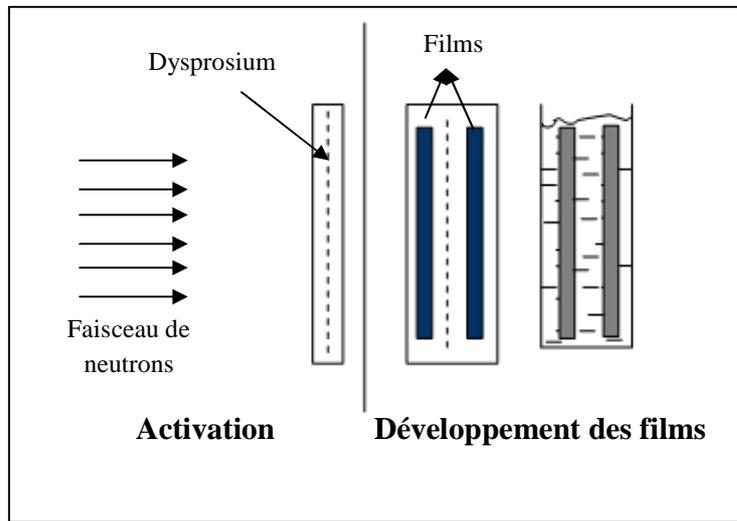
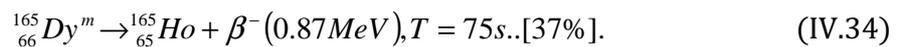


Figure IV.16. Principe de la neutronographie de transfert

Après capture d'un neutron le ^{164}Dy produit le ^{165}Dy . Ce dernier se trouve dans deux états : radioactif et métastable comme l'indique les réactions (IV.33) et (IV.34).



La première réaction est la seule responsable de la production de l'image dans la méthode de transfert car la période de décroissance est relativement grande ce qui nous donne suffisamment de temps pour transférer l'image radioactive induite dans l'écran convertisseur vers le film radiographique. À la fin de l'exposition on récupère la cassette et dans une chambre noire on procède à la mise en contact de l'écran avec deux films radiographiques déposés des deux cotés afin de transférer l'image radioactive du convertisseur vers le film. L'écran par l'intermédiaire des radiations β^{-} émises impressionnera les deux films et une image latente sera gravée sur chacun, et grâce à un développement chimique adéquat l'image latente deviendra visible.

Le tableau suivant récapitule les conditions expérimentales d'irradiation.

Flux de neutrons thermiques	$\approx 10^6 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$
Temps d'irradiation	12 mn
Temps de refroidissement	139 mn
Temps de mise en contact	30 mn
Type du film utilisé	Agfa D7
Ecran convertisseur	Dysprosium (25 μm)

Tableau IV.6: Conditions expérimentales d'exposition

b. Résultats :

La figure IV.17 représente l'image 2D de l'empreinte du faisceau. Elle reflète la distribution spatiale du faisceau de neutrons thermiques sur une section transversale choisie juste à la sortie du canal de neutronographie. Sur cette figure on peut observer que le faisceau neutronique n'est pas distribué de façon homogène, l'image présente des fluctuations en termes de niveaux de noircissement sur toute la section. En plus, on remarque que le flux de neutrons thermique sortant du canal est beaucoup plus intense du côté droit que du côté gauche. Il faut noter ici que le côté droit de l'image représente le côté gauche du faisceau neutronique sortant du canal et vice-versa.

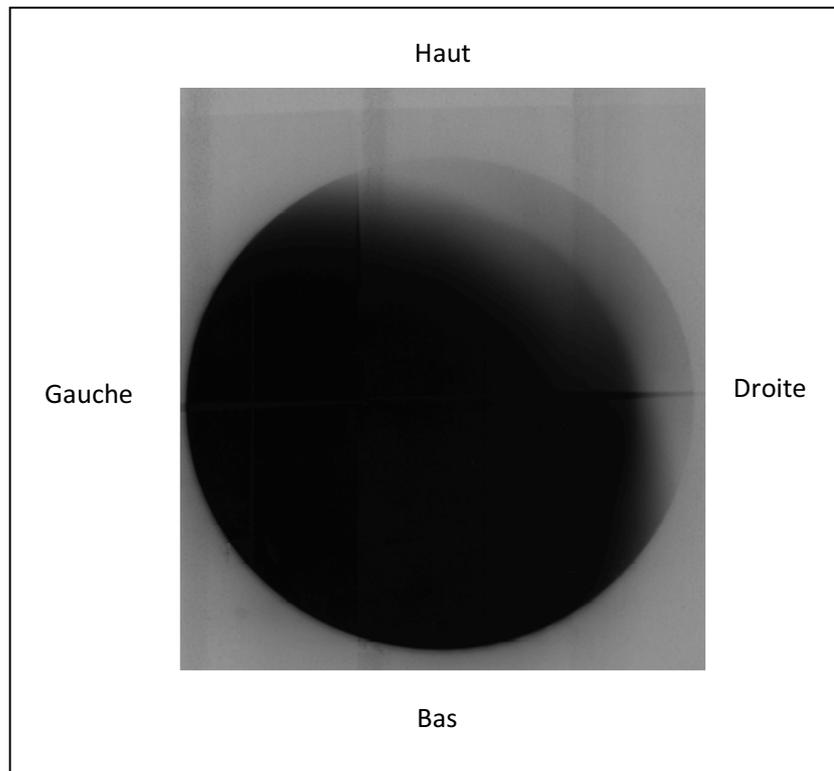


Figure. IV.17 : Image 2D de l'empreinte du faisceau neutronique

Pour visualiser encore mieux la variation spatiale du faisceau neutronique on a procédé au traçage de cette distribution en mode 3D grâce à des mesures de densités optiques sur toute la surface de l'empreinte du faisceau enregistrée sur le film radiographique (Figure IV.18). Sur cette figure on peut facilement observer la dépression du flux neutronique dans la région droite du faisceau

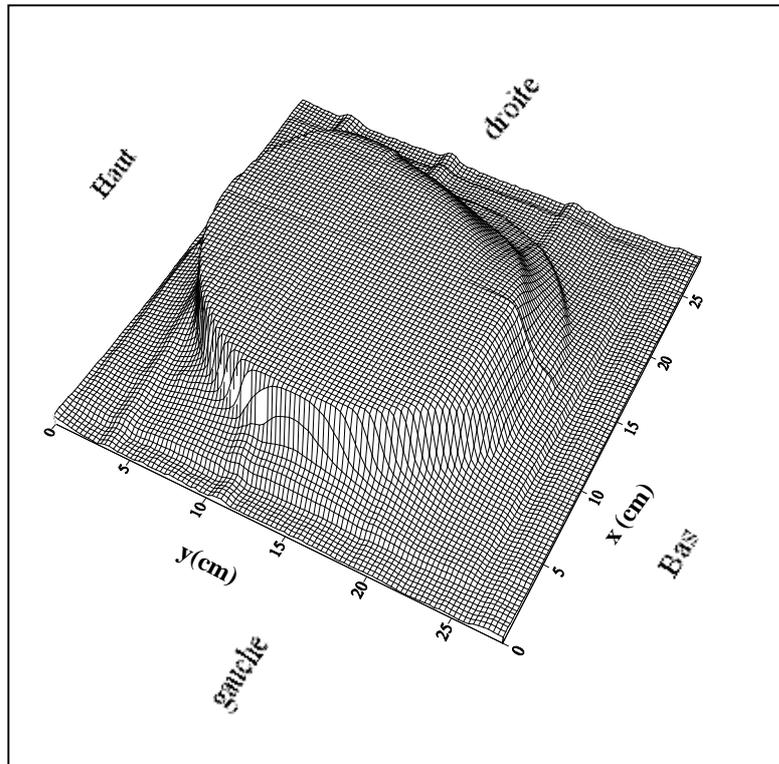


Figure IV.18 : Distribution 3D du faisceau neutronique

Par ailleurs, l'uniformité du faisceau a été évaluée en analysant l'image de l'empreinte du faisceau par le logiciel ImageJ. **La figure IV.19** représente les lignes de profil horizontal et vertical du faisceau mesurée par le logiciel ImageJ. Ces mesures ont permis de visualiser, le long de la distance analysée, la variation du niveau de gris qui donne une indication sur l'uniformité du faisceau neutronique. Des deux figures, on peut clairement remarquer que cette variation est constante sur une distance d'environ 350 pixels qui correspond dans la réalité à environ 14.8cm du diamètre du faisceau.

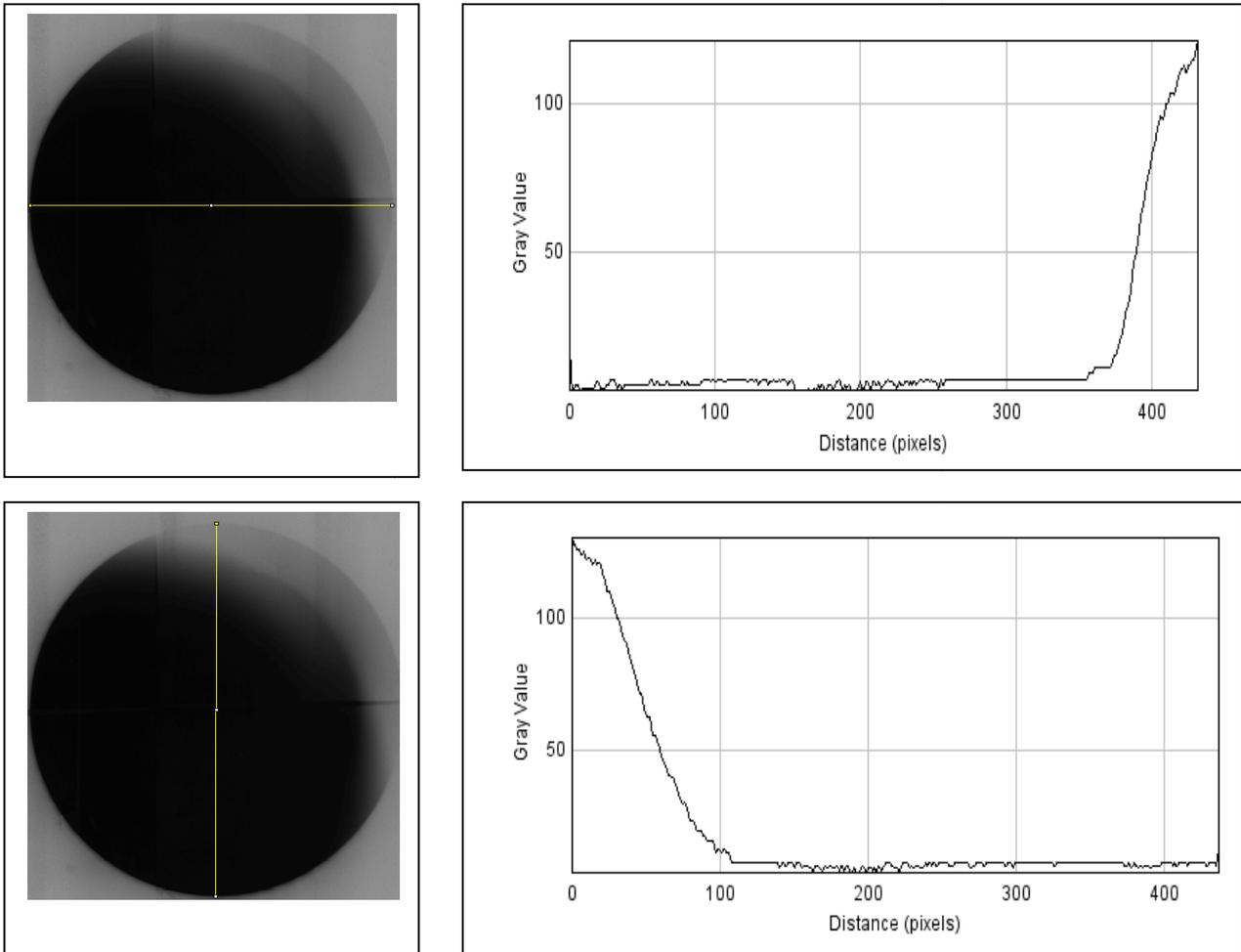
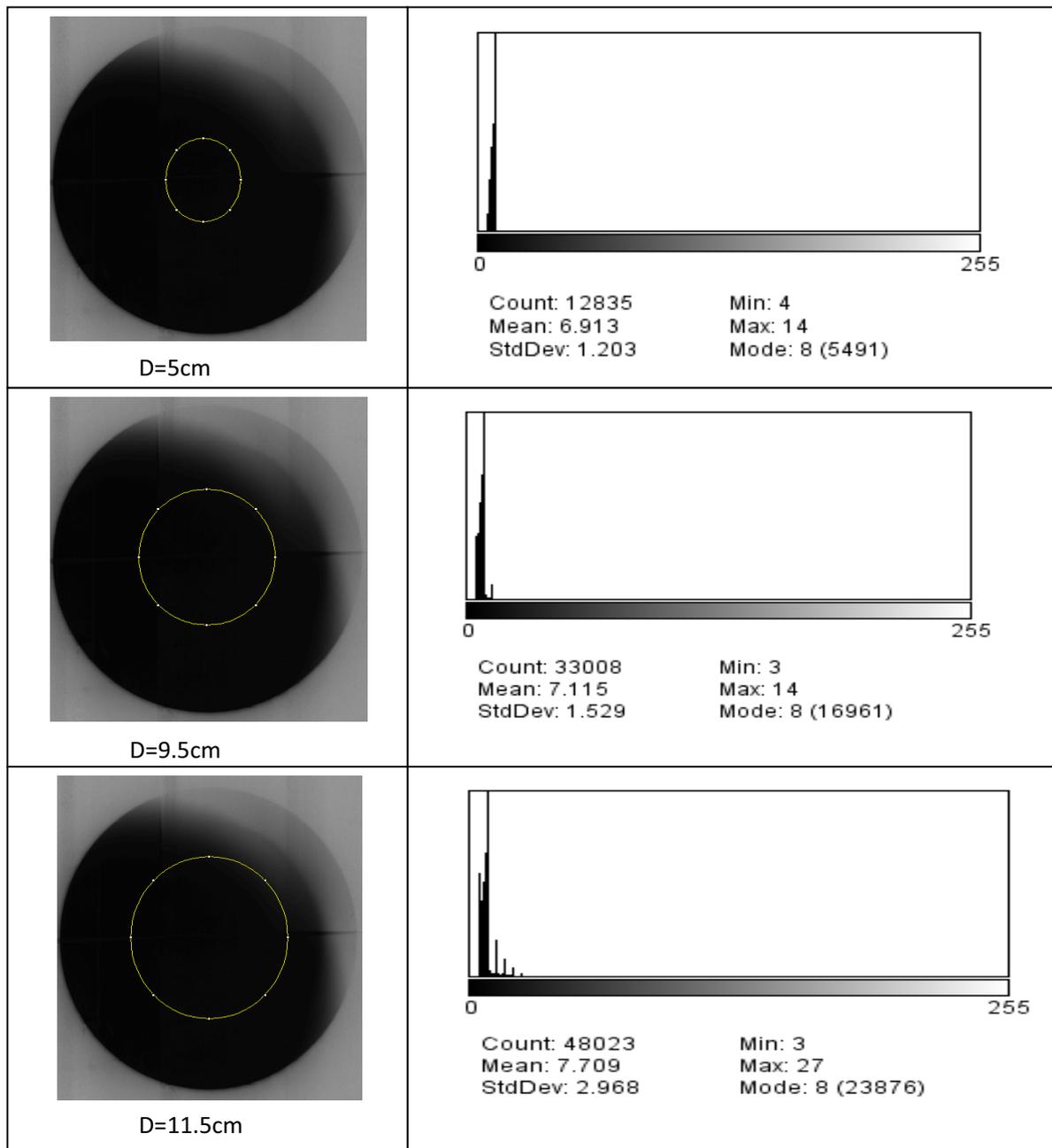


Figure IV.19 : Etude de la variation du niveau de gris : lignes de profil horizontal et vertical

Mais en pratique ce qui nous intéresse plus c'est l'uniformité du faisceau sur une surface. A cet effet et pour mieux repérer cette dernière, on a évalué le degré d'homogénéité en fonction de la déviation standard (Std Dev) que calcule le logiciel ImageJ après chaque mesure du niveau de gris. L'étude a été faite pour six régions circulaires de différents diamètres (D) 5cm, 9.5cm, 11cm, 12.5cm, 15cm et 21cm comme il est indiqué sur la **figure IV.20**.

Les résultats obtenus (**Fig IV.20**) montrent qu'au-delà de 11 cm l'écart entre les valeurs des niveaux de gris augmente c'est-à-dire que la déviation standard devient de plus en plus importante, ce qui signifie une altération dans l'homogénéité du faisceau. Ces résultats nous ont permis de déduire que la partie la plus homogène de notre faisceau de neutronographie s'étale sur

un diamètre de 9.5cm où la Std Dev est de l'ordre de 1.5. En pratique et pour des examens non destructifs par neutronographie, ces résultats peuvent être exploités pour le bon choix de la position de l'objet à radiographier. L'amélioration de la qualité du faisceau en termes d'uniformité peut être effectuée par une deuxième collimation.



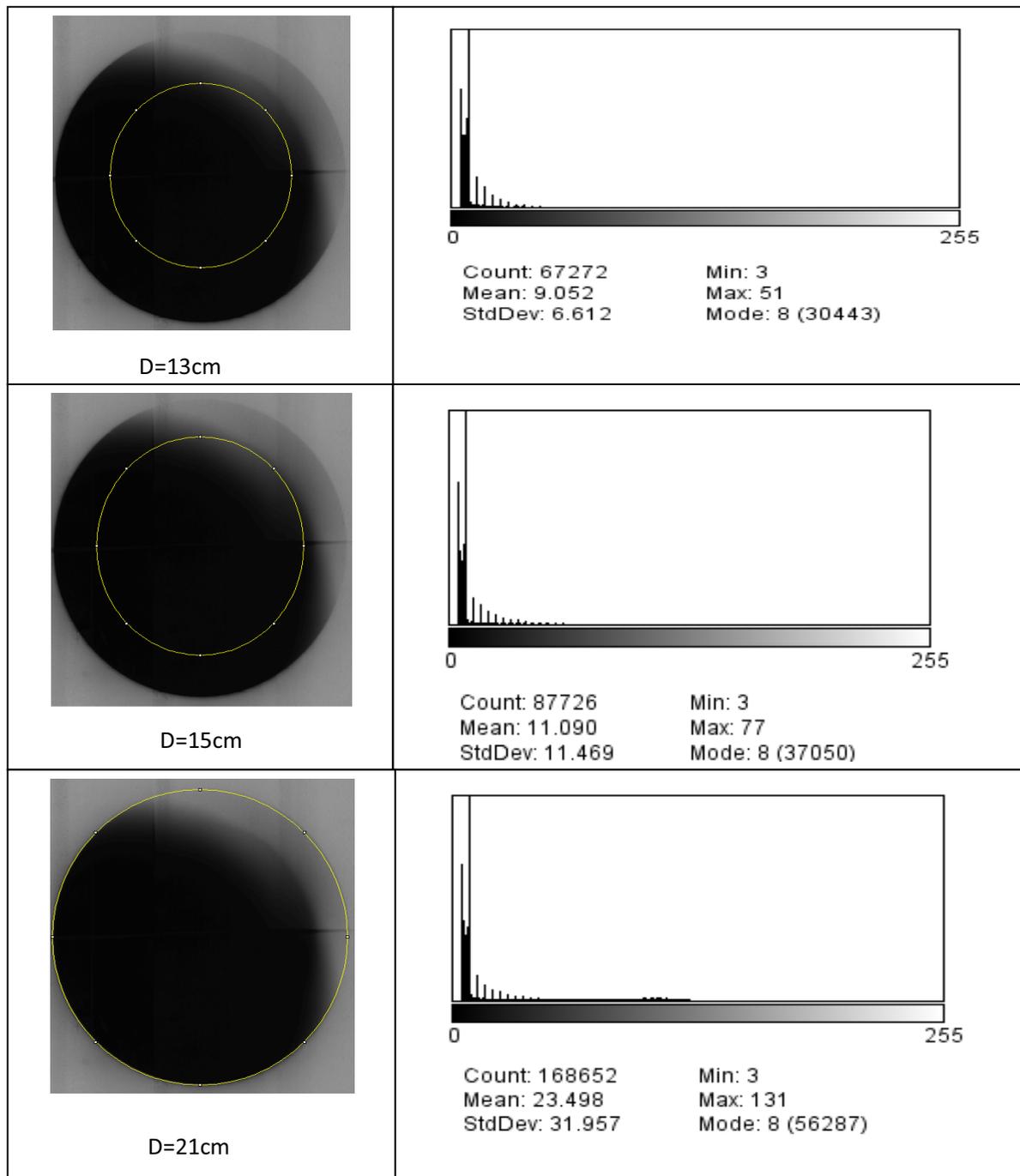


Figure IV.20 : Etude du degré d'homogénéité du faisceau neutronique en fonction de la distribution des niveaux de gris.

3. Mesure de la distribution spatiale du faisceau neutronique par la méthode d'activation

Dans le même but, le faisceau neutronique a été caractérisé par la méthode d'activation des feuilles. A cet effet, des feuilles en Cuivre (Cu) 1mm d'épaisseur et 5mm de diamètre ont été irradiées pendant 60minutes à une puissance de fonctionnement de 1MW. Les feuilles ont été placées sur un disque en plexiglas, disposées sur six couronnes concentriques comme le montre la figure IV.21. La mesure de l'activité est effectuée après un temps de refroidissement de 10 minutes avec une chaîne de mesure $2\pi\beta$. Il faut signaler que le côté droit dans la figure IV.21 représente le côté gauche de la figure IV.16 et vice-versa.

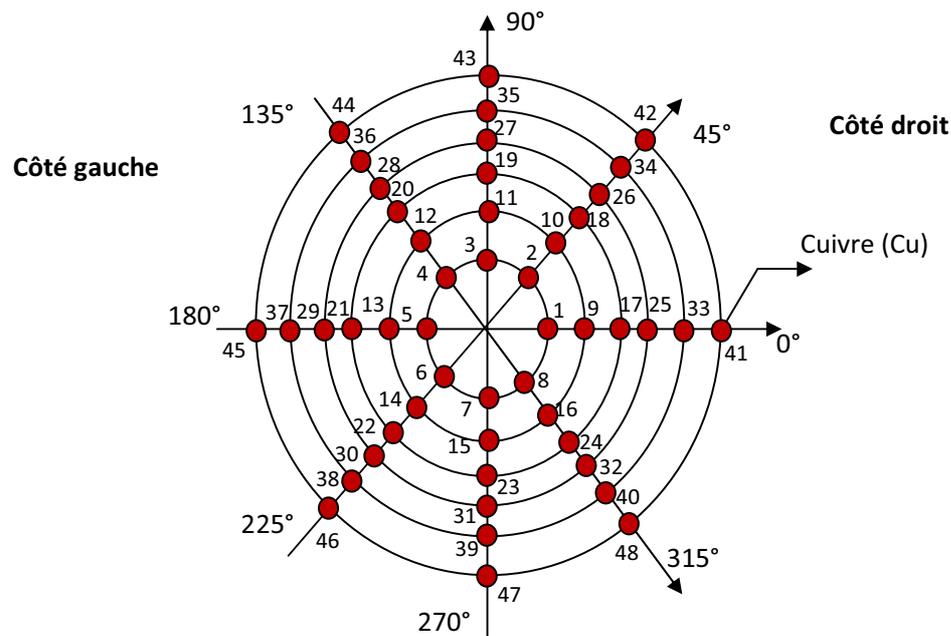


Figure IV.21 Disposition des feuilles de Cuivre sur le disque de plexiglas

a. Résultats et discussion

Les résultats obtenus sont illustrés sur la figure IV.22 ci-dessous où la distribution relative du flux de neutrons thermiques dans chaque couronne est représentée. On constate que dès qu'on s'éloigne du centre l'écart entre les valeurs du flux devient plus important. En plus le flux neutronique dans la première couronne (rayon de 2cm) est distribué de façon plus homogène par rapports aux distributions de flux dans les autres couronnes. De la figure on peut aussi remarquer que la valeur maximale du flux n'est pas mesurée dans la première couronne, c'est-à-dire dans le centre de l'ouverture du canal ce qui signifie que l'axe du faisceau est légèrement décalé du centre du canal. De la figure IV.23 la valeur relative du flux de neutrons thermiques est maximale dans le point N° 23 situé sur la troisième couronne comme il est indiqué sur la figure IV.21.

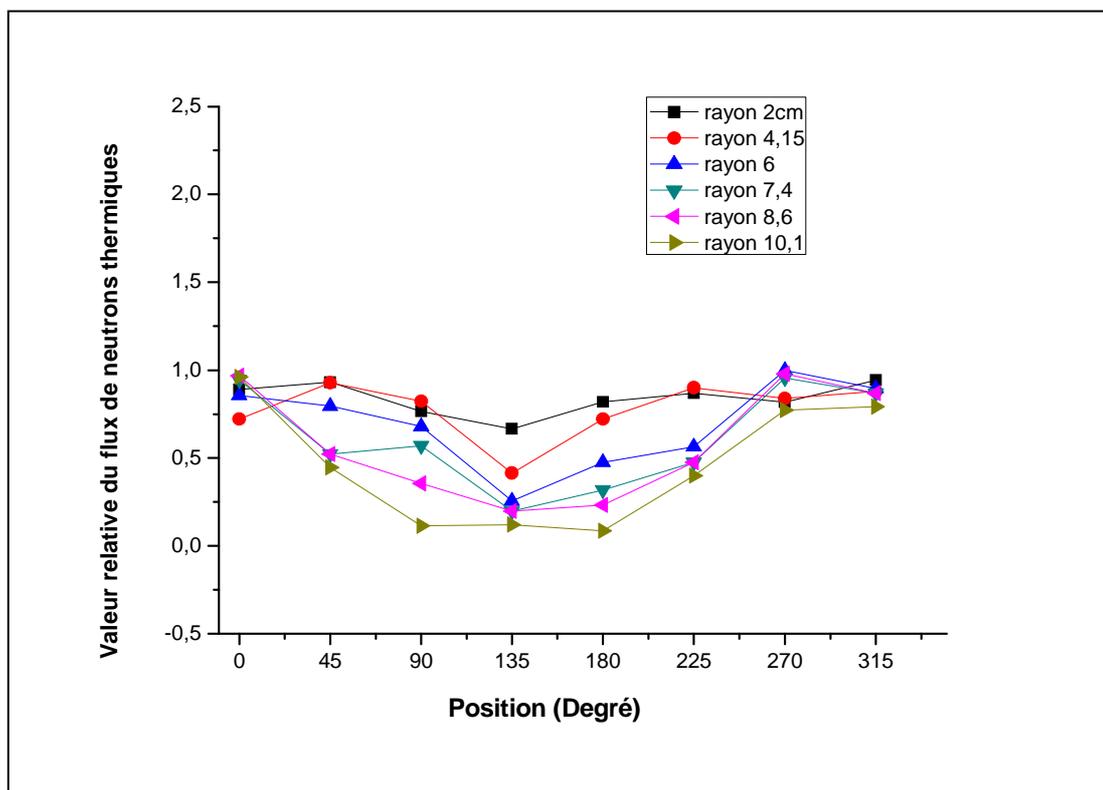


Figure IV.22 Distribution relative du flux de neutrons thermiques en fonction du rayon de la couronne et de l'angle.

La figure IV.23 représente la distribution des valeurs relatives du flux de neutrons thermiques mesurés sur toute la section du canal.

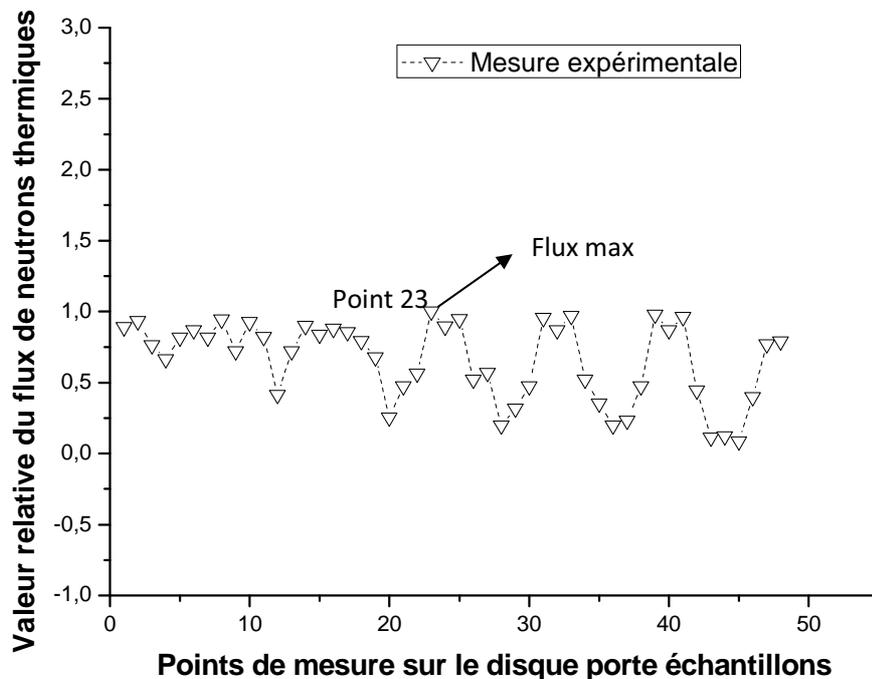


Figure IV 23: Distribution relative du flux de neutrons thermiques sur une section du canal de neutronographie

4. Mesure du rapport de Cadmium.

Le faisceau de neutrons délivré par le système de neutronographie est polychromatique. Pour quantifier l'apport de la composante des neutrons thermiques dans le flux total, une technique largement utilisée en neutronique consiste en la mesure de l'activité induite par l'ensemble des neutrons thermiques et épithermiques et qui sera notée A_{tot} et l'activité induite par des neutrons épithermiques seuls notée $A_{épi}$.

a. Irradiation et mesures

Deux disques identiques en cuivre ont été irradiés, un disque nu et l'autre mis dans une enveloppe en cadmium de 1mm d'épaisseur. Le disque nu sera activé par toutes les composantes du flux, par contre le disque couvert, ne sera activé que par les neutrons épithermiques. En effet, le cadmium présente une importante section efficace d'absorption pour des neutrons d'énergies plus faibles que 0.5eV appelée énergie de coupure-cadmium, ainsi le flux de neutrons après traversé d'une mince feuille de cadmium est essentiellement épithermique.

On définit le rapport cadmium R_{Cd} par le rapport de l'activité totale, disque cuivre seul, et de l'activité d'un disque identique irradié sous enveloppe de cadmium soit :

$$R_{Cd} = \frac{A_{tot}}{A_{epi}} = 1 + \frac{A_{th}}{A_{epi}} \quad (IV.35)$$

L'activité due aux neutrons thermiques est alors :

$$A_{th} = A_{tot} F_{Cd} \quad (IV.36)$$

avec :

$$F_{Cd} = \frac{R_{Cd} - 1}{R_{Cd}} \quad (IV.37)$$

Les mesures du flux thermique et du rapport de cadmium ont donné les résultats suivants :

Flux de neutrons thermiques (n/cm ² .s)	Rapport cadmium R_{Cd} (Cu)
$(1.6 \pm 0.22) \times 10^6$	82.93

Par ailleurs, nous avons exploité la technique des DSTN pour estimer la proportion de la composante du flux de neutrons thermiques dans le flux total (thermique et épithermique). Pour effectuer cette mesure on a adapté le montage expérimental schématisé sur la figure IV.24. Le système de détection des neutrons utilisé est composé d'une plaque de CR-39 (1cm x 2cm) de 0.5mm d'épaisseur et d'un écran convertisseur BN1 (1cm x 2cm). Une partie de ce système est couverte d'une feuille de cadmium de 1mm pour stopper les neutrons d'énergie inférieure à 0.5eV.

Le système est exposé au faisceau neutronique juste à la sortie du canal de neutronographie pendant 2 minutes.

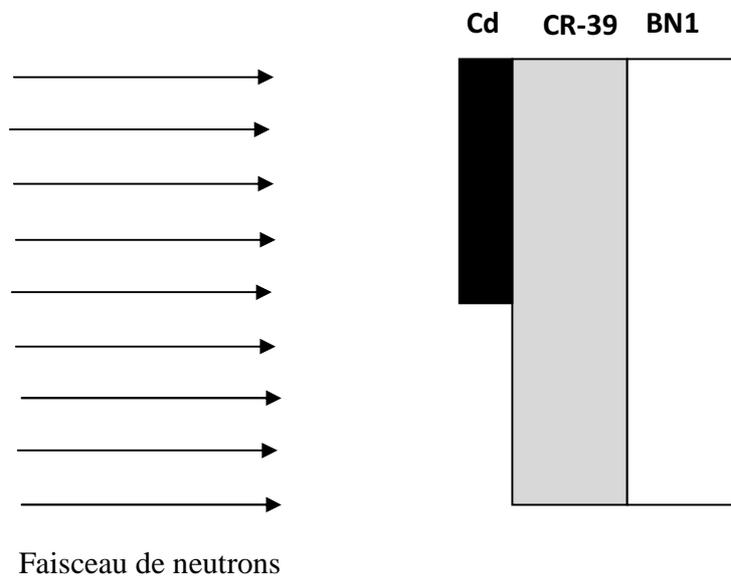


Figure IV.24 : Principe de détection des neutrons par la technique des DSTN

Pour révéler les traces produites dans le CR-39, ce dernier a subi un traitement chimique dans une solution de NaOH d'une normalité de 6.25 pendant 45minutes et à une température de 70C°.

Pour la lecture des traces on a utilisé le même système de comptage utilisé précédemment dans la caractérisation du faisceau neutronique du diffractomètre.

La figure IV.25 montre des images des traces obtenues dans la partie couverte de cadmium et la partie nue.

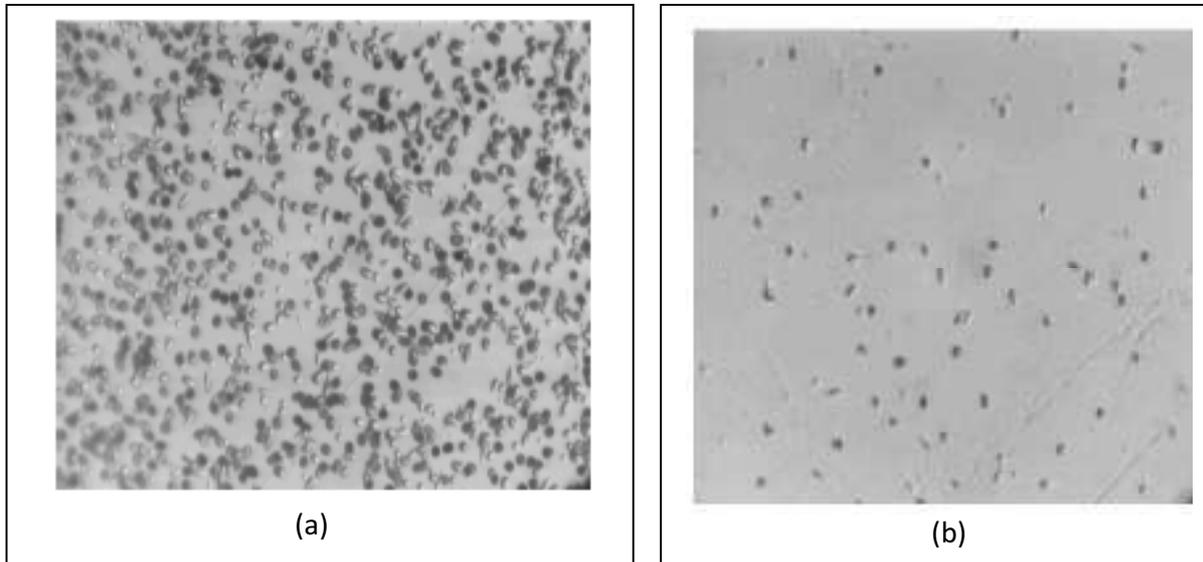


Figure IV.25 Traces des particules chargées issues de la réaction nucléaire ^{10}B observées dans le CR-39. (a) : traces obtenues sans Cd ; (b) : traces obtenues avec Cd.

Le comptage des traces a permis de trouver les valeurs suivantes :

- Densité des traces (détecteur nu) : $D_{\text{tot}} = 4.57 \cdot 10^6$ traces/cm²

Elle représente la densité des traces engendrée par le flux total (thermique et épithermique).

- Densité des traces (détecteur couvert avec Cd) : $D_{\text{épi}} = 3.46 \cdot 10^5$ traces/cm².

Elle représente la densité des traces engendrée par le flux épithermique.

A partir de ces résultats on peut déduire que la densité des traces due aux neutrons thermique est :

$$\begin{aligned} D_{\text{th}} &= D_{\text{tot}} - D_{\text{épi}} \\ &= 4.22 \cdot 10^6 \text{ traces/cm}^2 \end{aligned}$$

Alors le rapport entre la densité des traces due aux neutrons thermiques et celle due aux flux de neutrons total est :

$$\frac{D_{th}}{D_{tot}} = 92,4\%$$

Ce résultat indique que le flux de neutrons thermiques constitue la composante essentielle dans le flux total.

L'utilisation de l'équation IV.26, qui donne le nombre total de traces produit par les neutrons thermiques, a permis de calculer le flux de neutrons thermiques. La valeur du flux de neutrons thermiques calculée par cette équation est : $\phi_{th} = (5.85 \pm 0.56) \times 10^6$ n/cm².s, qui est comparable avec la valeur du flux mesurée par la méthode d'activation qui est de l'ordre de $((1.6 \pm 0.22) \times 10^6$ n/cm².s).

Le tableau IV.7 récapitule les principales caractéristiques de l'installation de neutronographie. Ici les valeurs du flux de neutrons sont mesurées par la méthode d'activation des feuilles.

Flux de neutrons thermiques au niveau de l'objet (à 1MW)	1.6x10⁶ n/cm².s
Rcd (Cu)	82.93
Rapport de Collimation L/D	180
Angle de Divergence	1.52°
Taille du Faisceau au niveau de l'objet (mm)	240
Diaphragme (mm)	20

Tableau IV.7 : Principales caractéristiques de l'installation de neutronographie

IV.2. Etude de l'efficacité de détection des neutrons dans deux configurations d'irradiations différentes.

L'objectif de cette expérience est d'étudier l'influence du positionnement du détecteur CR-39 pendant l'irradiation sur l'efficacité de détection des neutrons.

A cet effet, deux montages expérimentaux ont été utilisés, le premier consiste à irradier séparément mais dans les mêmes conditions deux systèmes de détection dont chacun est composé d'une plaque de CR-39 et un film de BN1 de $2.5 \times 3.5 \text{ cm}^2$ intimement mis en contact dans une cassette en aluminium. Les irradiations ont été réalisées autour du diffractomètre neutronique.

Dans cette première expérience, le détecteur de neutrons est irradié dans deux configurations différentes CR39-BN1 et BN1-CR39 comme le montre la **figure IV.26(a)** ci-dessous. Par ailleurs, et dans le but de consolider les résultats obtenus on a effectué une deuxième mesure dont laquelle on a exposé en une seule irradiation deux détecteurs de neutrons identiques de même dimensions ($5 \times 10 \text{ mm}^2$ chacun) comme le montre la **figure IV.26(b)**. Les deux détecteurs sont placés au centre du faisceau couvrant une surface de 1 cm^2 dans deux configurations différentes, dans la première le CR-39 est placé devant le convertisseur BN1, par contre dans la deuxième c'est l'inverse. Les deux systèmes de détection sont irradiés au centre du canal du système de diffraction neutronique (là où le faisceau de neutrons est plus uniforme) ce qui nous assure que les deux détecteurs sont exposés de façon identique.

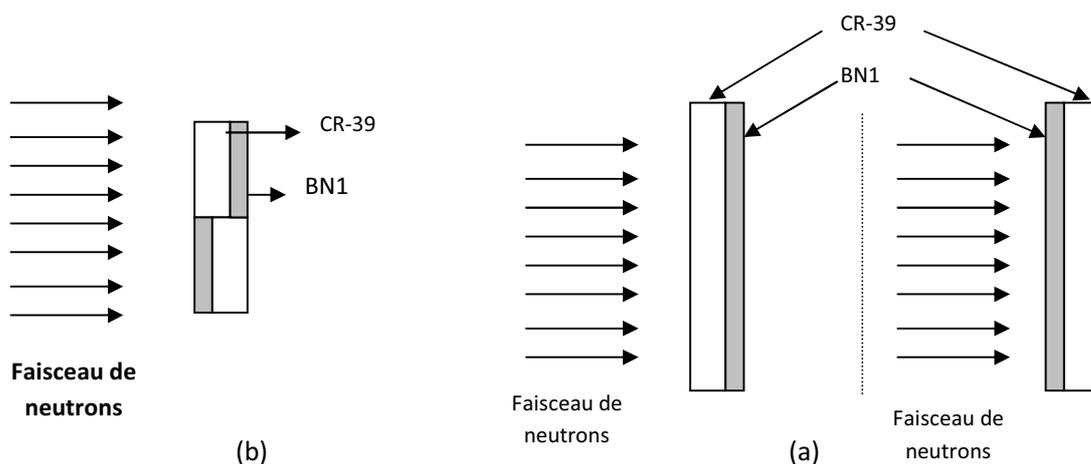


Figure IV.26 : Etude de l'efficacité de détection de neutrons pour deux configurations d'irradiation différentes: CR39-BN1 et BN1-CR39.

(a): détecteurs irradiés séparément. (b): détecteurs irradiés en même temps.

Tous les détecteurs ont été irradiés dans les mêmes conditions à une puissance de fonctionnement du réacteur de 8MW pendant une durée d'exposition de 15minutes. Les quatre plaques de CR-39 ont été traitées en même temps dans une solution de NaOH de 6.25N pendant 45minutes à une température de 70C°. Pour le dénombrement des traces, on a utilisé le même système de comptage et on a suivi la même procédure utilisée précédemment que se soit dans le comptage ou dans la révélation des traces.

IV.2.1. Résultats

En utilisant l'équation (IV.28) obtenue lorsque le CR-39 est placé devant le convertisseur et l'équation (IV .30) dans le cas contraire, les valeurs du flux de neutrons thermiques calculés pour chaque configuration sont récapitulées dans le tableau IV.8 suivant.

	Flux neutronique ($n.cm^{-2}s^{-1}$) CR-39 avant BN1	Flux neutronique ($n.cm^{-2}s^{-1}$) CR-39 derrière BN1
Première configuration	$(5.66 \pm 0.54) \times 10^5$	$(4.20 \pm 0.40) \times 10^5$
Deuxième configuration	$(5.83 \pm 0.56) \times 10^5$	$(5.14 \pm 0.49) \times 10^5$

Tableau IV.8: Comparaison entre l'efficacité de détection des neutrons pour deux configurations d'irradiations différentes

Les résultats obtenus montrent que l'efficacité de détection des neutrons est légèrement supérieure lorsque le détecteur CR-39 est placé pendant l'irradiation devant le convertisseur de neutrons (BN1).

IV.3. Etude de la variation de fluence neutronique en fonction du temps d'irradiation.

Le but de cette expérience est d'étudier la variation du flux de neutronique mesuré par la méthode des DSTN en fonction du temps d'irradiation. A cet effet, on a procédé à l'irradiation de cinq détecteurs, dont chacun est composé d'une plaque de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ de CR-39 en contact avec une feuilles de BN1 de même taille. Ces détecteurs ont été irradiés séparément au centre du faisceau pendant des durées différentes à une puissance de fonctionnement du réacteur de 1MW. Après irradiation, les détecteurs CR-39 ont été développés dans une solution basique de NaOH 6,25N pendant 45min à une température de 70°C . Les résultats de cette étude sont représentés sur la figure IV.27 qui montre que la fluence varie linéairement en fonction du temps d'irradiation.

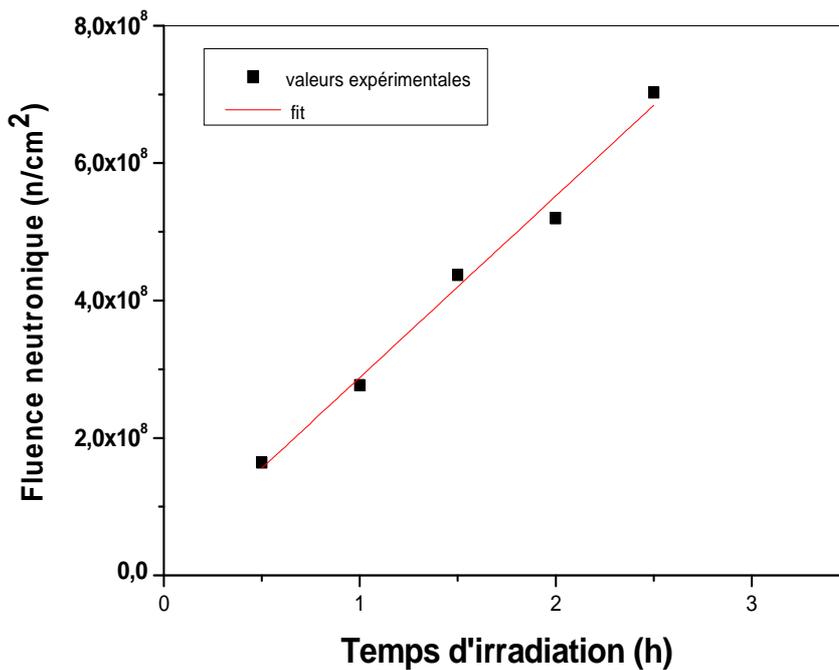


Figure IV.27 Etude de la variation de la fluence neutronique par la méthode des DSTN en fonction du temps d'irradiation

IV.4. Etude de la variation de l'épaisseur en fonction du temps de révélation.

L'étude des variations d'épaisseur est importante car l'efficacité de comptage des traces en est fortement dépendante. Il est nécessaire d'avoir toujours la même épaisseur pour pouvoir effectuer des mesures comparables et reproductibles.

Le résultat représenté dans la figure IV.28 est obtenu suite à une succession de développement du film CR-39 dans une solution de NaOH de 6.25N à une température de 70 C°. Les épaisseurs sont mesurées à partir des images obtenus par le system microscope-camera CCD à l'aide du logiciel ImageJ.

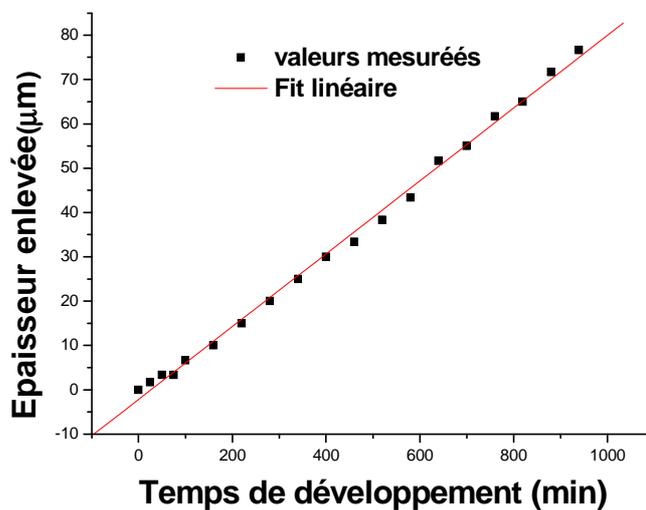


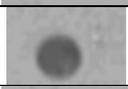
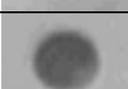
Figure IV.28 : Variation de l'épaisseur du film CR-39 en fonction du temps de développement

IV.5. Etude de la variation des traces en fonction du temps de révélation.

Le but de ce travail est d'étudier la variation des traces circulaires en fonction du temps de développement en fixant la température du bain et la normalité de NaOH (70 C° et 6,25N).

Pour réaliser ce travail, on a suivi l'évolution d'une seule trace (trace circulaire) après chaque développement. Les diamètres sont mesurés par le logiciel de traitement des images ImageJ.

Les conditions de développement ainsi que les différents diamètres de traces mesurés sont donnés dans le tableau suivant :

temps de Développement (min)	diamètre de trace circulaire (μm)	Trace circulaire
75	3.27	
80	3.27	
85	3.488	
90	3.924	
95	3.924	
100	4.142	
120	5.232	
125	5.45	
130	5.668	
135	5.886	
140	6.322	
145	6.54	
150	6.758	
155	6.976	
160	7.412	
165	7.63	

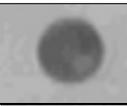
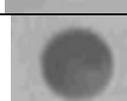
170	7.63	
175	7.848	
180	8.284	
185	8.502	

Tableau IV.9 : Evolution du diamètre de la trace en fonction du temps de développement.

La figure IV.29 représente l'évolution des diamètres d'une trace circulaire en fonction du temps de développement, à la température de 70°C pour une solution de NaOH de 6.25N.

Les résultats obtenus montrent que le diamètre de la trace varie linéairement en fonction du temps de développement.

Les résultats permettent de déterminer les conditions optimales de révélations afin d'obtenir des traces observables et peu chevauchantes ce qui facilite la lecture des traces et permet également de minimiser l'erreur de comptage.

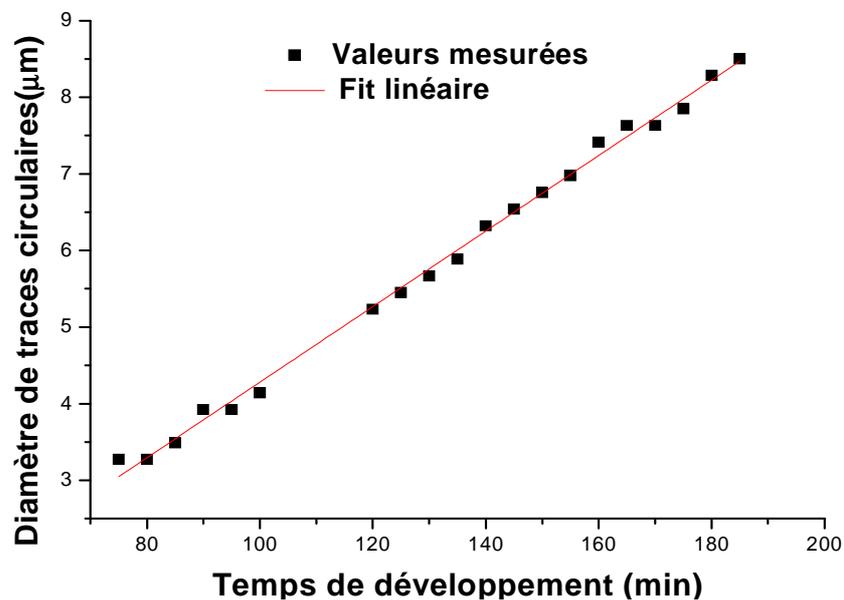


Figure IV.29 : La variation du diamètre des traces en fonction du temps de développement.

Conclusion Générale

Conclusion Générale

La distribution des neutrons thermiques à la sortie du système de diffraction neutronique ainsi qu'autour de l'installation de neutronographie a été mesurée avec succès par la technique des DSTN (s). Dans cette technique le flux de neutrons thermiques est mesuré par un système de détection composé d'un détecteur plastique de type CR-39 combiné avec un convertisseur neutron-particules chargées en bore naturel de type BN1. La mesure du flux de neutrons par cette méthode a nécessité un calcul théorique de l'efficacité, de détection des neutrons, du détecteur CR39-BN1. Et par conséquent, une relation théorique reliant la distribution des neutrons à la densité des traces enregistrées dans le CR-39 a été élaborée. Le comptage des traces a été effectué manuellement par le biais d'un système de lecture composé d'un microscope optique lié à une camera CCD.

Le flux de neutrons thermiques mesuré au centre du faisceau du diffractomètre neutronique par le détecteur CR39-BN1 est de l'ordre de $(5.66 \pm 0.55) \times 10^5 \text{ n.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ à une puissance de fonctionnement du réacteur de 8MW qui est en bonne concordance avec la valeur du flux mesuré par la méthode d'activation des feuilles de Dysprosium qui est de l'ordre de $(4.90 \pm 0.54) \times 10^5 \text{ n.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Le faisceau du diffractomètre est un faisceau de neutrons thermiques et monénergétique dont la longueur d'onde calculée par la méthode de diffraction de Bragg est de l'ordre de 1.452 Å qui correspond à une énergie de 38.8 meV.

Pour la mesure du flux de neutrons thermiques autour de l'installation de neutronographie on a trouvé des valeurs comparables entre le flux de neutrons mesuré par la méthode d'activation qui est de l'ordre de $(1.6 \pm 0.22) \times 10^6 \text{ n.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et le flux mesuré par DSTN qui est de l'ordre de $(5.85 \pm 0.56) \times 10^6 \text{ n.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ à une puissance de fonctionnement du réacteur de 1MW. En plus, la mesure du rapport de cadmium ($R_{\text{cd}}(\text{cu}) = 82.93$) a permis de déduire que la flux de neutrons thermique constitue la composante essentielle dans le flux total.

Par ailleurs, toutes les techniques utilisées pour la caractérisation du degré d'homogénéité du faisceau neutronique du diffractomètre montrent que le faisceau est relativement uniforme et qu'il a tendance de diminuer dans sa partie inférieure gauche. Pour le faisceau de l'installation de neutronographie, les résultats des mesures obtenus que soient pas la méthode de neutronographie ou par la méthode d'activation des feuilles montrent que la partie la plus homogène du faisceau

s'étend uniquement sur un diamètre de 10cm à peu près et que la valeur maximale du flux est légèrement décalée du centre du canal. Ces résultats vont permettre lors des expériences du bon choix du positionnement et la taille des objets à analyser.

Les conditions de révélation ainsi que d'irradiation ont été minutieusement choisies afin d'éviter le chevauchement des traces qui peut rendre le comptage difficile et une erreur statistique plus significative. Les traces ont été révélées dans une solution de NaOH d'une normalité de 6.25N pendant 45minutes et à une température de 70C°.

Les parcours des particules chargées dans le CR-39 et dans la couche sensible du convertisseur (bore naturel) ainsi que leurs énergies correspondantes ont été calculés par le code SRIM. Pour les sections efficaces des différents isotopes constituant le CR-39 et le BN1 ont été déterminées par le code Janis.

En fin, on peut conclure que la technique de mesure du flux de neutrons thermiques par les DSTN(s) est bien établie, et que la méthode adoptée ainsi que l'approche mathématique suivie ont prouvé leur efficacité pour la détermination des distributions de neutrons.

Références

Références

- [1] R.L. Fleischer, P.B. Price, R.M. Walker (1975), Nuclear Tracks in Solids, Principles and applications, University of California Press, Berkeley.
- [2] A. Seghour, F.Z. Seghour, B. Saichi, Caractérisation des Distributions Spatiales des Flux de Neutrons à l'aide des Détecteurs Solides de Traces Nucléaires Sciences & Technologie A–N°24, Décembre (2006), pp. 46-50
- [3] C. FISHER, Les radioéléments et leur utilisation, Collection C.E.A, Série Synthèses, EYROLLES, Paris (1980).
- [4] James A. Sorenson, Michael E. Phelps, Physics in Nuclear Medicine, Second Edition.
- [5] Abdeslam SEGHOOR, Dosimétrie et spectrométrie des neutrons. Recherche des conditions optimales pour le dosage du bore et application à la boroneurothérapie, Thèse de doctorat, Université de Louis Pasteur de Strasbourg (1993).
- [6] Dounia MOUHSSINE. Etude d'une nouvelle génération de dosimètre basée sur les détecteurs photostimulables type BaFBr(Eu) : Caractérisation et application à la dosimétrie environnementale et personnelle. Thèse de doctorat, Université de Louis Pasteur-Strasbourg I, Décembre 2004.
- [7] Davide Bartolloto, Aaron Epiney et Gaëtan Girardin, Mesure du flux de neutronique par spectrométrie γ et neutrons. Laboratoire de Physique des réacteurs et de comportement des Systèmes. EPFL-SB-IPEP-LRS, version 3.1, 20 aout 2007.
- [8] Nicholas Tsoufanidis, Measurement and Detection of Radiation, Second edition.
- [9] John R. Lamarsh, Introducing to Nuclear Engineering, 2nd Edition, Addison-Wesley Company

- [10] Daniel Blanc, Noyaux, Particules.Réacteurs Nucléaires. Edition Masson, 1987.
- [11] M. Benmosbah, spectrométrie des neutrons : études de la réponse d'un ensemble de compteurs proportionnels. Thèse de Doctorat, université Franche-Comté, France.
- [12] Daniel Blanc, Physique Nucléaire, seconde édition, Edition Masson 1980
- [13] J.C. Domanus (1992), Practical Neutron Radiography, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Holland.
- [14] M. LFERDE, Détecteurs Solides de Traces et Neutronographie, thèse de doctorat Université Clermont-Ferrand II (1983).
- [15] Malambu Mbala Mateti, contribution aux méthodes nodales pour les équations de diffusion multigroupe de neutrons, thèse de Doctorat, université catholique de Louvain,1994.
- [16] James J. Duderstadt, Louis J Hamilton, Nuclear Reactor Analysis, Jhon Wiley 1976
- [17] Neutron Fluence Measurements, Technical reports series No.107, International Atomic Energy Agency, Vienna, 1970.
- [18] F.Z. Dehimi, Application des Méthodes Bayésiennes à la caractérisation des distributions neutroniques, Thèse de Doctorat, Université Boumerdes, 2011.
- [19] Price W., Nuclear Radiation Detection, McGraw-Hill, New York (1958).
- [20] Glenn F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, Third Edition, John Wiley & sons, (1999).
- [21] N. KHENTOUT , Etude, Conception et Réalisation du Système de Mesure de l'Energie des Neutrons Froids par la Méthode de Temps de Vol, Mémoire de Magister, Université des Sciences et de la Technologie, Houari Boumedienne, Alger, 2009.
- [22] J.P. VACARIE, Etude de détecteurs à bore pour neutrons thermiques fonctionnant en régime non proportionnel, Rapport CEA-R-3408, Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, 1986.
- [23] J. Duchène, Détecteurs Neutroniques, Seminaire à l'INSTN Saclay, France, 1976.

- [24] M. Dolias et al. Réponse des sphères modératrices à des neutrons monénergétiques dans la bande 5keV à 600 keV, rapport établi par le CEA, Centre d'Etudes Nucléaires de Cadarache, France, 1972.
- [25] D.Nikezic, K.N.Yu, Formation and growth of tracks in nuclear track materials, Materials Science and Engineering R 46 (2004) 51-123.
- [26] B.G. Cartwright, E.K. Shirk, P.B. Price. A Nuclear Track Recording Polymer of Unique Sensitivity and Resolution. Nucl. Instr. Meth 153 (1978) 457
- [27] A. NACHAB, Etudes expérimentales et modélisations Monte Carlo de l'auto-absorption gamma et de la dosimétrie active par capteurs CMOS. Thèse de Doctorat, Université Louis - Strasbourg I, France (2003).
- [28] S.A. Durrani, R.K. Bull, Solid State Nuclear Track Detection: Principles, Methods and Applications, Pergamon Press (1987).
- [29] Heckman H.H., Perkins B.L., Simon W.G., Smith F.M. and Barkas W. (1960). Range and Energy Loss Process of Heavy Ion in Emulsion. Phys. Rev.117, pp. 556.
- [30] Barkas W. H. (1963). Nuclear Research Emulsions. Acad. Press, N.Y.
- [31] Decossas J.L. Endommagements des dérivées cellulosiques par des ions. Thèse d'état N°1282, Université de Limoges (1982).
- [32] Monnin M. (1969). Etude de l'interaction des particules lourdes ionisantes avec les macromolécules à l'état solide. Thèse d'état N°108, Université de Clermont Ferrand, France.
- [33] Chapiro A. (1969). Radiation Chemistry of Polymeric Systems. John Wiley, New York.
- [34] L. Boukerdja, A. Seghour, O.Dendene, A. Ali, H. Slamene (2014), J.Radioanal. Nucl. Chem 302: 1159-1165.
- [35] Nuclear Energy Agency (2004), A Java-based Nuclear Data Display Program, JANIS-2.1 OECD/NEA Data Bank, Paris.
- [36] J.F. Ziegler, the stopping and range of ions in matter (<http://www.srim.org>).
- [37] A. Seghour, F.Z. Seghour, B. Saichi (2008), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, Vol A589, pp.66-71.

- [38] A.F. Hafez (1998), *Radiat. Phys. Chem.* 53: 367-376.
- [39] M. Hachouf, M. Abbaci, N. Bensemma, N. Hachouf, M. Touiza, M. Moughari, M. Salhi, S. Louar (2012), *J. Radioanal. Nucl. Chem* 291: 665-672.

Résumé

Les réacteurs nucléaires sont des sources de neutrons pouvant délivrer des flux suffisamment intenses. Les expériences nucléaires mettant en jeu des irradiations autour du réacteur, exigent une détermination précise des distributions spatiales et énergétiques des neutrons incidents.

Dans ce travail, nous avons utilisé le Détecteur Solide de Traces Nucléaires (DSTN) CR-39 en combinaison avec un convertisseur neutron-particules chargées en bore naturel de type BN1 pour la caractérisation de la distribution des neutrons thermiques à la sortie d'un diffractomètre neutronique et un appareil de neutronographie installés autour du réacteur de recherche nucléaire Es-Salam de Birine. La mesure du flux de neutrons par cette technique a nécessité le développement d'un calcul théorique qui a permis d'établir la relation qui relie la densité de traces enregistrées dans le détecteur CR-39 à la distribution des neutrons. Les valeurs de flux de neutrons obtenues par cette technique sont en bonnes concordances avec les valeurs mesurées par la méthode d'activation. La longueur d'onde associée aux neutrons à la sortie du diffractomètre a été mesurée par la méthode de diffraction de Bragg et la valeur trouvée est de l'ordre $\lambda=1.452 \text{ \AA}$.

Par ailleurs, le degré d'homogénéité du faisceau neutronique à la sortie des deux installations a été évalué par la technique de neutronographie.

Mots-clés : Réacteur nucléaire, flux de neutrons, distribution spatiale, distribution énergétique, longueur d'onde, diffraction de Bragg, DSTN, CR-39, BN1, traces nucléaires, neutronographie, méthode d'activation des feuilles.

Abstract

Nuclear reactors are neutrons sources able to provide intense fluxes. The nuclear experiments involving radiation around the reactor, require a precise determination of spatial and energy distributions of the incident neutrons.

In this work, we have used the CR-39 Solid State Nuclear Track Detector (SSNTD) in combination with a boron converter screen BN1 type containing natural boron, to characterize the distribution of thermal neutrons at the exit of a neutron diffractometer and a neutron radiography facilities installed around the Es-Salam nuclear research reactor of Birine. The measurement of the neutron flux by this technique has required the development of a theoretical calculation which allowed to establish the relation between the tracks density recorded in the CR-39 detector and the neutrons distribution. Neutron flux values obtained by this technique are in good agreement with the values measured by the activation method. The wavelength associated to neutrons of the diffractometer was measured by Bragg diffraction method and the found value is about $\lambda = 1.452 \text{ \AA}$.

Furthermore, the degree of the neutron beam homogeneity at the exit of the two facilities was evaluated by neutron radiography technique.

Keywords: nuclear reactor, neutron flux, spatial distribution, energy distribution, wavelength, Bragg diffraction, SSNTD, CR-39, BN1, nuclear track, neutron radiography, activation method.

ملخص

المفاعلات النووية هي مصادر للنيوترونات يمكنها تقديم تدفقات عالية الشدة. التجارب النووية التي تعتمد على التشعيع حول المفاعل، تتطلب تحديدا دقيقا للتوزيع الفضائي و الطاقوي للنيوترونات.

في هذا العمل، استخدمنا الكاشف الصلب للأثار النووية CR-39 بالدمج مع محول نيوترون-جسيمات مشحونة المتكون أساسا من البور الطبيعي من نوع BN1 لتشخيص توزيع النيوترونات الحرارية لجهاز الحيود النيوتروني وكذا التصوير النيوتروني المثبتان حول مفاعل السلام للأبحاث النووية ببرين. إن قياس تدفق النيوترونات بواسطة هذه التقنية قد تطلب تطوير حساب نظري الذي سمح في إيجاد العلاقة التي تربط بين كثافة الأثار المسجلة في الكاشف النيوتروني CR-39 و التوزيع النيوتروني. قيم التدفقات النيوترونية المتحصل عليها بهذه التقنية متوافقة تماما مع القيم المقاسة بواسطة طريقة التفعيل النيوتروني. وقد تم كذلك قياس طول الموجة الموافقة لطاقة النيوترونات في مخرج جهاز الحيود النيوتروني بواسطة طريقة حيود براج (Bragg) والقيمة المتحصل عليها هي $\lambda = 1.452 \text{ \AA}$.

إضافة إلى ذلك، تم تقييم درجة تجانس الحزمة النيوترونية في مخرج جهازي الحيود و التصوير النيوترونيين بواسطة تقنية التصوير النيوتروني.

الكلمات المفتاحية : مفاعل نووي، التدفق النيوتروني، التوزيع الفضائي، التوزيع الطاقوي، طول الموجة، حيود براج، CR-39، BN1، الأثار النووية، التصوير النيوتروني، طريقة التفعيل