

THESE

En vue de l'obtention du : **DOCTORAT**

Centre de Recherche : Centre de Recherche en Énergie

Structure de Recherche : Equipe d'Energétique Et Physique Des Réacteurs
Nucléaires, Sécurité Nucléaire Et Environnement (PRESN)

Discipline : Physique

Spécialité : Physique Nucléaire

Présentée et soutenue le 14/05/2022 par :

Abdelhamid JALIL

**Modélisation Intégrale du système d'Analyse par Activation Neutroniques par
les Gamma Promptes PGAA auprès du réacteur Triga Mark II du CENM**

JURY

Hamid EZ-ZAHRAOUI	PES, Université Mohammed V, Faculté des Sciences - Rabat	Président
El Mahjoub CHAKIR	PES, Université Ibn Tofail, Faculté des Sciences - Kénitra	Rapporteur/ Examineur
Abdelmajid SAIDI	PES, Université Mohammed V, Faculté des Sciences - Rabat	Rapporteur/ Examineur
Rachid AHL LAAMARA	PH, Université Mohammed V, Faculté des Sciences - Rabat	Rapporteur/ Examineur
Hamid AMSIL	Docteur Es-Sciences, Centre National de l'Energie, des Sciences et des Techniques Nucléaires - Rabat	Co-directeur de Thèse
Abdelouahed CHETAINE	PES, Université Mohammed V, Faculté des Sciences - Rabat	Directeur de Thèse

Année Universitaire : 2021/2022

Je dédie ce travail :

À mes très chers parents, pour leurs encouragements et leurs soutiens, je leur témoigne ma profonde gratitude. Que Dieu les protège.

À mes chers frères et sœurs.

À mes chers tantes et oncles pour leur soutien.

À toutes mes cousines et mes chères amies.

Abdelhamid JALIL

Remerciement

Ce travail de thèse s'est déroulé au sein de la Structure de Recherche de l'Équipe d'Énergétique et Physique des Réacteurs, Sécurité Nucléaire et Environnement (PRESN), Centre de Recherche en Énergie de la Faculté des Sciences, Université Mohammed V de Rabat, sous la Direction de Monsieur **Abdelouhed CHETAINE** Professeur de l'Enseignement Supérieur.

L'intégralité du volet pratique de ce travail de thèse est réalisée au sein du Laboratoire d'Analyse par Activation Neutronique, Unité d'Analyses Élémentaires et Radiométriques, Division Exploitation des Laboratoires, Direction Études et Recherche Scientifique du Centre Nationale de l'Énergie des Sciences et des Techniques Nucléaires (CNESTEN), sous la co-direction de Monsieur **Hamid AMSIL** Docteur Chargé de Recherche

Je tiens à remercier vivement Monsieur **Abdelouhed CHETAINE**, Professeur de l'Enseignement Supérieur à la Faculté des Sciences de Rabat, Directeur de thèse, pour la confiance qu'il m'a témoignée en acceptant la direction scientifique de mes travaux. Je lui suis reconnaissant de m'avoir fait bénéficier tout au long de ce travail de sa grande compétence, de sa rigueur intellectuelle, de son dynamisme, et de son efficacité certaine.

Je remercie profondément Monsieur **Hamid AMSIL**, Docteur Chargé de Recherche au Centre National de l'Énergie, des Sciences et des Techniques Nucléaires (CNESTEN) d'avoir accepté de co-diriger ce travail de thèse. Je le remercie pour son partage continu et pour les conseils scientifiques qu'il a apportés pour mener à bien ces travaux.

Je suis très honoré de la présence à mon jury de thèse et je tiens à remercier :

Monsieur **Hamid EZ-ZAHRAOUI**, PES, Faculté des Sciences de Rabat, pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant d'être le président de soutenance de ma thèse. Je tiens à l'assurer de ma profonde reconnaissance pour l'intérêt qu'il porte à ce travail.

Monsieur **Elmahjoub CHAKIR**, PES à la Faculté des Sciences de Kénitra, pour l'honneur qu'il m'a fait pour sa participation à mon jury de thèse en qualité de rapporteur et examinateur de mon travail, pour le temps consacré à la lecture de cette thèse, et pour les suggestions et les remarques judicieuses qu'il m'a indiquées.

Monsieur **Abdelmajid SAIDI**, PES à Faculté des Sciences de Rabat, pour sa participation à mon jury de thèse en qualité de rapporteur et pour toutes remarques intéressantes qu'il m'a faites.

Monsieur **Rachid AHL LAAMAR**, PH à la Faculté des Sciences de Rabat, pour l'honneur qu'il m'a fait pour sa participation à mon jury de thèse en qualité de rapporteur, pour le temps consacré à l'examen et la lecture de cette thèse, et pour les suggestions et les remarques pertinentes pour améliorer la qualité du rapport.

Enfin, j'aimerais exprimer ma gratitude à tous les chercheurs et spécialistes, trop nombreux pour les citer, qui ont pris le temps de discuter de mon sujet. Chacun de ces échanges m'a aidé à faire avancer mon analyse.

Résumé

La modélisation intégrale du système d'Analyse par Activation Neutroniques par les Gamma Promptes (PGAA) auprès d'un réacteur représente une étape primordiale avant l'installation et la mise au point de cette technique non conventionnelle. Il s'agit d'étudier les différents scénarios allant de la conception jusqu'à l'optimisation de l'installation du système PGAA à mettre en œuvre autour du réacteur Triga Mark II du CENM. Ce travail de thèse a pour objectif d'étudier, choisir et optimiser la configuration optimale de chaque composant du système PGAA à partir de simulations Monte-Carlo moyennant le code MCNP6.2. Une multitude de simulations a été effectuée pour l'ensemble des composants du PGAA soit individuellement ou combinés, à savoir : le collimateur, l'obturateur primaire, les filtres à neutrons, la jacket de protection radiologique, le conformateur de faisceau à neutron, la chambre d'irradiation, le stoppeur de faisceau, le guide super-miroir et le détecteur de germanium de haute pureté entouré de blindage instrumental contre les gamma et les neutrons. Cette thèse a impliqué d'abord un état de l'art des connaissances, méthodes et outils aux différentes étapes de la modélisation. Sur ces bases, on a déterminé la configuration la plus appropriée afin d'en caractériser les domaines de validité, hypothèses intrinsèques et sensibilité de chaque composant et ainsi le système entier PGAA. En plus des simulations liées à l'amélioration des performances de la technique PGAA, une analyse de sûreté a été élaborée comprenant deux études a été réalisée : la simulation des effets induits par les différents régimes d'irradiation dans le collimateur au sein du canal tangentiel NB1 du réacteur Triga Mark II ; et la détermination de l'impact de séisme sur la déformation produite dans le collimateur et l'obturateur primaire.

Mots- clés : Activation neutronique, MCNP6.2, Triga Mark II, PGAA, Neutron, collimateur, canal NB1

Abstract

The integral modelling of the Gamma Prompt Neutron Activation Analysis System (PGAA) at a reactor is a crucial step before the installation and development of this unconventional technique. This involves studying the different scenario from the design to the optimization of the installation of the PGAA system to be implemented around the CENM Triga Mark II reactor. The objective of this thesis is to optimize, study and choose the optimal configuration of the PGAA system from Monte-Carlo simulations using the MCNP6.2 code. A multitude of simulations have been carried out for all the components of the PGAA either individually or in combination, namely: the collimator, the primary shutter, the neutron filters, the jacket, the neutron beam conformator, the irradiation chamber, the beam stopper, super-mirror guide and high purity germanium detector surrounded by gamma and neutron shielding. This thesis first involved a state-of-the-art knowledge, methods and tools at the various stages of modelling. On this basis, the most appropriate configuration was determined in order to characterize the domains of validity, intrinsic assumptions and sensitivity of each component and thus the entire system of the PGAA. At this stage, and in order to limit the scope of the safety measures, two studies have been carried out: simulation of the effects induced by the different irradiation regimes in the collimator within the tangential channel NB1 of the Triga Mark II reactor; and the determination of the earthquake impact on the deformation produced in the collimator and the primary shutter.

Key Words: Neutron Activation, MCNP, Triga Mark II, PGAA, Neutron, Gamma Spectrometry

Table des matières

Dédicace.....	2
Remerciement	3
Résumé	5
Abstract	6
Table des matières	7
Liste des figures	9
Liste des tableaux	14
Liste des abréviations.....	15
Introduction générale.....	16
I. : L'analyse par activation neutronique par des gamma prompts.....	19
I-1. Introduction	19
I-2. Caractéristique du neutron	19
I-3. Interaction des neutrons avec la matière.....	20
I-4. Quantité fondamentale	24
I-5. Caractéristiques de la technique d'analyse PGAA.....	29
I-6. Conclusion.....	36
II. Conception du système PGAA auprès du Réacteur Triga Mark II du CENM.....	37
II-1. Introduction	37
II-2. Introduction du code de simulation Monte-Carlo, MCNP	38
II-3. NJOY.....	42
II-4. Réacteur Triga Mark II.....	44
II-5. Filtre à neutron pour le système PGAA	52
II-6. Conception de l'instrument PGAA.....	60
II-7. Conclusion.....	93
III. : Analyse de blindage pour le système d'analyse PGAA	94
III-1. Introduction	94
III-2. Design de blindage autour l'installation PGAA	94
III-3. Modélisation de blindage	101
III-4. Configuration finale du blindage	114
III-5. Pénétration rayonnement sous-sol	118
III-6. Conclusion.....	121
IV. : Analyses de Sureté	122

IV-1. Introduction	122
IV-2. Modélisation et simulation des effets induits par les différents régimes d'irradiation sur le collimateur	122
IV-3. Analyse sismique	145
IV-4. CONCLUSION.....	157
V. Conclusion générale	159
VI. Reference.....	163

Liste des figures

Figure I-1 : Diagramme de niveaux d'énergie du nucléide excité.	21
Figure I-2 : Illustration représente la réflexion de deux photons, selon la déviation 2θ , on a des interférences constructives (figure de gauche) ou destructives (figure de droite)	23
Figure I-3: Représentation de la forme de densités de pics de prompt gamma, à gauche pour les nucléides lourds et à droite pour les nucléides légers.	31
Figure I-4 : Illustration de la distribution de bruit de fond et l'échantillon représentant le niveau critique. β est la probabilité que les valeurs mesurées soient dues à bruit de fond et α est la probabilité que la valeur ne soit pas due à l'échantillon.	32
Figure II-1: Distribution des tables des sections efficaces pour différentes particules suivant différentes gammes d'énergie.	41
Figure II-2: Section longitudinale du cœur du réacteur TRIGA-CENM moyennant le code MCNP	45
Figure II-3: Géométrie et structure de l'élément combustible du réacteur TRIGA MARK II	46
Figure II-4: Géométrie et structure de barre de contrôle du réacteur TRIGA MARK II	47
Figure II-5: Section transversale du cœur du réacteur TRIGA-CENM avec la position de la source et collimateur moyennant le code MCNP	48
Figure II-6: Spectre de neutron en fonction de l'énergie et pour les sept angles d'émission dans la position source	51
Figure II-7: Spectre flux de gamma par énergie et par angle d'émission dans la position source	52
Figure II-8: Photo représente un segment du filtre de Saphir	54
Figure II-9: Transmission de Saphir de longueur de 10.2cm mesure de 300K et 80K en fonction de longueur d'onde (Tennant, 1988).	55
Figure II-10: Coefficient d'atténuation massique de Bismuth en fonction de l'énergie	56
Figure II-11: Fréquence de phonon de Saphir générer par le code PhonoPy	58
Figure II-12: fréquence de phonon de Bismuth générer par DFT Quantum-expresso	58
Figure II-13: Comparaison de la section efficace de Saphir calculer par le code NJOY et les données expérimentales	59
Figure II-14: Comparaison de la section efficace de Bismuth calculer par le code NJOY et donnée expérimentale	60
Figure II-15: Illustration schématique de l'installation PGAA	61
Figure II-16 : Modèle MCNP de configuration du collimateur (configuration gauche 1a et configuration droite 1b)	62
Figure II-17 : Modèle MCNP de configuration du collimateur (configuration gauche 2a et configuration droite 2b)	62
Figure II-18: Schémas représente la position de la section active et passive à la sortie de collimateur	63
Figure II-19: Section efficace de diffusion de neutron pour l'Acier au Carbon et plomb+5%Sb en barn	64
Figure II-20: Section efficace d'absorption de neutron pour l'Acier au Carbon et Plomb +5%Sb en barn	65
Figure II-21: Section efficace d'absorption de photon pour l'Acier au Carbon et Plomb +5%Sb en barn	66
Figure II-22: Section efficace de déplacement pour les matériaux de collimateur	68
Figure II-23: Section transversale de la configuration idéale de collimateur moyennant MCNP	70
Figure II-24 : - I: Résultat Mesh tally pour les neutrons ayant une énergie entre 0eV et 0.5eV -II: Résultat Mesh tally pour les neutrons ayant une énergie entre 0.5eV et 1keV -III: Résultat Mesh tally pour les neutrons ayant une énergie entre 1keV et 1MeV -IV: Résultat Mesh tally pour les neutrons ayant une énergie entre 1MeV et 17.2MeV	70
Figure II-25 : Spectre neutronique calculé pour le canal NB1 vide, le collimateur sans filtre et le collimateur avec filtre Saphir pour une longueur de 5 cm et 10 cm, respectivement, à la sortie du canal.	71
Figure II-26: Module numérique d'obturateur primaire	72

Figure II-27: Section longitudinale de l'obturateur primaire moyennant le code MCNP.....	73
Figure II-28: Section transversale de la partie qui laisse le faisceau de l'obturateur primaire moyennant le code MCNP.....	74
Figure II-29: Distribution énergétique du flux neutronique à l'entrée et la sortie de l'obturateur cas ouvert	74
Figure II-30 : Histogramme représente le débit de dose à l'entrée et sortir d'obturateur (Sv.h-1)	75
Figure II-31: Section transversale de la partie qui bloque le faisceau de l'obturateur primaire moyennant le code MCNP	75
Figure II-32: Distribution énergétique du flux neutronique à l'entrée et la sortie de l'obturateur cas fermé	76
Figure II-33 : Histogramme représente le débit de dose à l'entrée et sortie d'obturateur (Sv.h-1) cas fermé	76
Figure II-34 : Module numérique de guide super-miroir	77
Figure II-35: Photo de l'obturateur secondaire vu 1.....	78
Figure II-36: Photo de l'obturateur secondaire vu 2.....	78
Figure II-37: Section transversale de Conformateur de faisceau configuration 2.5cm*2.5cm moyennant le code MCNP.....	79
Figure II-38 : Mesh tally neutron flux pour le conformateur de faisceau configuration 2,5cm*2,5cm en n.cm-2.s-1(droite : Section longitudinale , gauche : Section transversale)	80
Figure II-39 : Mesh tally gamma débit dose pour le conformément de faisceau configuration 2,5cm*2,5cm en Sv/h (droite : Section longitudinale, gauche : Section transversale)	80
Figure II-40 : Photo de chambre d'irradiation à l'intérieur converti par feuillet de LiF blinder par Al.....	81
Figure II-41 : Flux des neutrons dans la position de l'échantillon simulé par le code MCNP.....	81
Figure II-42 : Illustration de l'angle solide par une source ponctuelle le long de l'axe d'un détecteur cylindrique circulaire droit	83
Figure II-43:Image illustrant le détecteur HPGe entouré par des feuilles de Polymère de Lithium pour le protéger des neutrons diffusés (KFKI , Budapest).....	84
Figure II-44: Système d'acquisition et de traitement des données.....	85
Figure II-45 : Section efficace macroscopique totale de l'aire	86
Figure II-46 : Illustration représente la divergence du faisceau qui traverse le collimateur et l'obturateur primaire	86
Figure II-47 : Section transversale de cartographie de la divergence de faisceau neutronique dans le hall du réacteur de source jusqu'à la position de stoppeur de faisceau	87
Figure II-48 : Illustration représente la divergence de faisceau neutronique de la source jusqu'à la position de stoppeur de faisceau	87
Figure II-49 : Flux neutronique dans la source et dans le stoppeur du faisceau calculé et simulé.....	88
Figure II-50 : Distribution spatiale du flux neutronique à la sortie du guide d'Aluminium	89
Figure II-51: Géométrie et structure de configuration 1 de stoppeur de faisceau	90
Figure II-52: Géométrie et structure de configuration 2 de stoppeur de faisceau	91
Figure II-53: Mesh tally neutron flux de configuration 1 de stoppeur de faisceau section transversale	92
Figure II-54: Mesh tally neutron flux de configuration 2 de stoppeur de faisceau section transversale	92
Figure III-1 : Section transversale de configuration de l'installation PGAA proposé moyennant le code MCNP.....	95
Figure III-2 : Section longitudinale de configuration de l'installation PGAA proposé moyennant le code MCNP.....	95
Figure III-3 : Configuration de blindage autour l'obturateur primaire (droite : Section longitudinale ; gauche : Section transversale).....	96
Figure III-4 : Positions points détecteurs autour l'obturateur primaire moyennant le code MCNP	96
Figure III-5 : Blindage pour le guide super-miroir	100

Figure III-6 : Illustration de blindage pour la chambre d'irradiation, la chaîne de détection et le stoppeur de faisceaux.....	100
Figure III-7 : Total neutron section efficace pour les matériaux de béton lourd, béton barytine et béton ordinaire.....	101
Figure III-8 : Total photon section efficace pour les matériaux de béton lourd, béton barytine et béton ordinaire.....	102
Figure III-9 : Mesh tally de la distribution de flux neutronique horizontal dans l'installation PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton ordinaire	103
Figure III-10 : Mesh tally de la distribution de flux neutronique vertical dans l'installation PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton ordinaire	103
Figure III-11 : Mesh tally du gamma débit de dose horizontal dans l'installation PGAA (Sv/h) blindage béton ordinaire	104
Figure III-12 : Mesh tally du gamma débit de dose vertical dans l'installation PGAA (Sv/h) blindage béton ordinaire.....	104
Figure III-13 : Mesh tally de la distribution de flux neutronique horizontal dans l'installation PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton barytine	105
Figure III-14 : Mesh tally de la distribution de flux neutronique vertical dans l'installation PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton barytine	105
Figure III-15 : Mesh tally du gamma débit de dose horizontal dans l'installation PGAA (Sv/h) blindage béton barytine.....	106
Figure III-16 : Mesh tally du gamma débit de dose vertical dans l'installation PGAA (Sv/h) blindage béton barytine	106
Figure III-17 : Mesh tally de la distribution de flux neutronique horizontal dans le système PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton lourd	107
Figure III-18 : Mesh tally de la distribution de flux neutronique vertical dans le système PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton lourd.....	107
Figure III-19 : Mesh tally de la distribution de débit dose gamma horizontale dans le système PGAA (Sv/h) blindage béton lourd	108
Figure III-20 : Mesh tally de la distribution de débit dose gamma verticale dans le système PGAA (Sv/h) blindage béton lourd	108
Figure III-21 : Mesh tally de la distribution de flux neutron horizontal dans le système PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton ordinaire.....	109
Figure III-22 : Mesh tally de la distribution de flux neutron vertical dans le système PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton ordinaire.....	109
Figure III-23 : Mesh tally de la distribution de débit dose gamma horizontale dans le système PGAA (Sv/h) blindage béton ordinaire	110
Figure III-24 : Mesh tally de la distribution de dose gamma verticale dans le système PGAA (Sv/h) blindage béton ordinaire.....	110
Figure III-25 : Mesh tally de la distribution de flux neutron horizontal dans l'installation PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton barytine	111
Figure III-26 : Mesh tally de la distribution de flux neutron vertical dans l'installation PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton barytine	111
Figure III-27 : Mesh tally de la distribution de débit dose gamma horizontale dans l'installation PGAA (Sv/h) blindage béton barytine.....	112
Figure III-28 : Mesh tally de la distribution de débit dose gamma verticale dans l'installation PGAA (Sv/h) blindage béton barytine	112
Figure III-29 : Mesh tally de la distribution de flux neutron horizontal dans le système PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton lourd	113
Figure III-30 : Mesh tally de la distribution de flux neutron vertical dans le système PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton lourd	113

Figure III-31: Mesh tally de la distribution de débit dose gamma horizontale dans le système PGAA (Sv/h) blindage béton lourd	114
Figure III-32 : Mesh tally de la distribution de débit dose gamma verticale dans le système PGAA (Sv/h) blindage béton lourd	114
Figure III-33 : Configuration finale de blindage 3D pour l'installation PGAA avec le béton barytine	115
Figure III-34 : Géométrie et structure de l'installation PGAA est le blindage à base de béton barytine (section transversal)	115
Figure III-35: Géométrie et structure de l'installation PGAA est le blindage à base de béton barytine (section longitudinal).....	116
Figure III-36 : Mesh tally de la distribution de débit dose neutron horizontal dans le système PGAA (Sv/h) blindage final avec le béton barytine	117
Figure III-37: Mesh tally de la distribution de débit dose gamma horizontal dans le système PGAA (Sv/h) blindage final avec le béton barytine	117
Figure III-38: Mesh tally de la distribution de débit dose neutron verticale dans le système PGAA (Sv/h) blindage final avec le béton barytine	118
Figure III-39: Mesh tally de la distribution de débit dose gamma verticale dans le système PGAA (Sv/h) blindage final avec le béton barytine	118
Figure IV-1 : Modèle 2D du collimateur discret, obtenu par le code MCNP6.2.....	125
Figure IV-2 : Distribution de la puissance en (Wm^3) induite dans le collimateur en fonction de sa longueur calculée par le code MCNP6.2.	126
Figure IV-3: Distribution de la température (en K) dans le collimateur après une heure d'irradiation obtenue par le programme Fortran durant un heur d'irradiation.....	127
Figure IV-4: Distribution de la température dans le collimateur après une heure d'irradiation obtenue par le code COMSOL.5.3 durant un heur d'irradiation	127
Figure IV-5: Géométrie de résolution de l'équation de chaleur.....	128
Figure IV-6 : Variation de la température maximale dans le collimateur en fonction du temps pendant 1 mois de fonction du réacteur avec des cycles de 8h/j.	129
Figure IV-7: Comportement de la variation de température dans le collimateur durant 24h incluant 8h de fonctionnement du réacteur et 16h de refroidissement.....	129
Figure IV-8: Variation de la température maximale dans le collimateur pendant 1Mois d'irradiation continue code FORTRAN.....	130
Figure IV-9: Distribution de la température dans le collimateur après 1Mois d'irradiation continue obtenue par COMSOL Multiphysics 5.3.....	130
Figure IV-10: Distribution de la température (en K) dans le collimateur pour une heure d'irradiation intégrée pour les neutrons et les photons, pour les flux 8. 109, 8. 1010, 8. 1011 et 8. 1012 $ps. cm^2$, obtenu par le code COMSOL.....	131
Figure IV-11: Variation de la température maximale (en K) du collimateur en fonction du temps (en h) d'irradiations intégré pour les neutrons et les photons, pour les flux 8. 109, 8. 1010, 8. 1011 et 8. 1012 $ps. cm^2$, obtenue par le programme Fortran.	132
Figure IV-12: Distribution de la température dans le collimateur après un mois d'irradiation avec différent flux d'irradiation.	133
Figure IV-13: L'atténuation du flux qui traverse le collimateur en fonction de la longueur	134
Figure IV-14: Variation de la radioactivité induite dans le collimateur en Acier au carbone E195 et en acier inoxydable 304L en fonction du temps pendant 1 mois.....	137
Figure IV-15 : : Variation de la radioactivité minimale induite dans le collimateur en Acier au carbone E195 et l'acier 304L en fonction du temps.	138
Figure IV-16 : Variation de la radioactivité totale en fonction du temps pendant dix ans dans le collimateur en Acier au carbone	139
Figure IV-17: Les dix parties en Acier au carbone du collimateur.	139
Figure IV-18: Section efficace pour les déplacements dPa par atome du Fer (ENDF/B-VI).	143
Figure IV-19: Distribution du taux de dose (dPa/s) dans la partie en Acier au carbone du collimateur. .	144

Figure IV-20: Gonflement par dilatation thermique en fonction de la variation de température	145
Figure IV-21: Zonage sismique en vitesse pour des probabilités de 10% en 50ans Maroc 2011(vitesse cm/s)	147
Figure IV-22 : Position du centre de la gravitation dans l'obturateur primaire	149
Figure IV-23: Zonage sismique en accélération pour des probabilités de 10% en 50 ans Maroc 2011 (accélération %g)	150
Figure IV-24: Total déplacement pour une force appliquée dans le centre de gravitation F=143N	151
Figure IV-25: Total déplacement pour une force appliquée dans le centre de gravitation F=5614 N	151
Figure IV-26: Courbe de fréquence durant d'un séisme	152
Figure IV-27: Modèle SOLIDWORKS du collimateur insérer dans une partie de mur de réacteur et l'obturateur primaire.....	153
Figure IV-28: Résultat de la déformation des composants de collimateur et l'obturateur primaire après l'application force dynamique pour une accélération 0.3g	154
Figure IV-29: La déformation de l'obturateur primaire pour une accélération 0.1g	155
Figure IV-30: La déformation de l'obturateur primaire pour une accélération 0.2g	156
Figure IV-31: La déformation de l'obturateur primaire pour une accélération 0.3g	157

Liste des tableaux

Tableau I—1 : Caractéristiques les matériaux absorbeur les neutrons	35
Tableau II—1: Les différents types de « tally » disponibles dans MCNP et leurs unités.	39
Tableau II—2: Flux neutronique dans les canaux NB1,NB2,NB3 et NB4 de réacteur Triga mark II	49
Tableau II—3: Comparaison de flux des neutrons entre configuration 1 et 2 dans zone active en (n.cm-2.s-1)	63
Tableau II—4: Comparaison de neutron flux entre configuration 1 et 2 dans zone passive en (n.cm-2.s-1)	64
Tableau II—5: Débit de dose gamma à la sortie du collimateur dans la zone active pour deux types de sources (Sv/h).....	65
Tableau II—6: Débit de dose gamma à la sortie du collimateur dans la zone passive pour deux types de sources (Sv/h).....	66
Tableau II—7: Débit de dose en (Sv/h) pour le gamma retardé après activation du collimateur pendant 2,5 ans pour l'acier revêtu et non revêtu par le Nickel à la sortie du collimateur	67
Tableau II—8: Débit de dose en (Sv/h) pour le gamma retardé après activation du collimateur pendant 2,5 ans pour plomb pur et plomb+5% Sb à la sortie du collimateur	67
Tableau II—9: DPA accumuler pour chaque configuration sous l'irradiation de flux neutronique durant une année	68
Tableau II—10: Rapport du flux thermique au flux épithermique et du flux thermique au flux neutronique rapide.....	71
Tableau II—11 : Comparaison de rayon de faisceau dans la position de stoppeur de faisceau	87
Tableau III—1: Débit dose neutron en Sv/h pour les deux statuts de l'obturateur primaire dans les positions des détecteurs.....	97
Tableau III—2: Débit dose gamma produite par l'interaction neutron-matière en Sv/h pour les deux statuts de l'obturateur primaire dans les positions des détecteurs	98
Tableau III—3: Gamma de source cœur de réacteur dose en Sv/h pour les deux statuts de l'obturateur primaire	98
Tableau IV—1 : Composition des Aciers au carbone E195 et E235 en %	123
Tableau IV—2: Propriétés thermiques des matériaux composant de collimateur	125
Tableau IV—3 : Test de comparaison entre résultats obtenus par COMSOL et le Programme de l'équation de la chaleur.	127
Tableau IV—4 : La variation de la température maximale et minimale dans les collimateurs en fonction du flux	131
Tableau IV—5 : La composition de l'Acier au Carbone grade E195 et sa densité volumique utilisées dans les calculs.....	135
Tableau IV—6: La composition de l'acier grade 304L et sa densité volumique utilisés dans les calculs ..	135
Tableau IV—7: Classification des déchets radioactifs en fonction de la radioactivité (en France).	136
Tableau IV—8: Test de validation de notre programme Fortran	136
Tableau IV—9: Classification des différentes parties du collimateur suivant les normes de classification des déchets nucléaire.....	140
Tableau IV—10: Estimation du gonflement maximal dans le collimateur avec un taux de gonflement ($\Delta V/V_0$) compris entre 0.07 et 1 %/dpa	144
Tableau IV—11: Coefficient de vitesse (Probabilité 10% en 50 ans).....	146
Tableau IV—12: Coefficient de priorité I	148

Liste des abréviations

GA : GENERAL ATOMICS

PGAA : Analyse par Activation par les Gamma prompts

CNESTEN : Centre National de l'Énergie, des sciences et des techniques nucléaires

AANI : Analyse par Activation Neutronique Instrumentale

CENM : Centre d'Etudes Nucléaires de la Maâmora

TRIGA: Training, Research, Isotopes, General Atomics

NB1 : Canal tangentiel

MCNP : Monte Carlo N-Particules

NJOY : Nuclear Data Processing System

ENDF : Evaluated Nuclear Data File

PENDF : Point-wise ENDF

GENDF : Groupe-wise ENDF

ACE : A Compact ENDF

KERMA : Kinetic energy released per unit mass (« énergie cinétique délivrée par unité de masse »)

DPA : Displacements per atom

NI : Neutron Imaging

ND : Neutron Diffraction

Introduction générale

Lors des recherches sur la réaction de capture des neutrons dans les matériaux hydrogénés, l'émission d'un rayonnement gamma très pénétrant avait déjà été observée en 1934 [1]. Ce fut le premier rayonnement gamma énergétique détecté. À présent, il est connu sous le nom de rayon gamma prompt d'une énergie de 2223,24 keV de la réaction $1H(n,\gamma)2H$. La première mesure des gamma prompts basée sur un réacteur a été effectuée en 1966[2] à l'aide d'un détecteur à scintillation NaI(Tl).

L'analyse par Activation Neutronique par les Gamma Prompts (PGAA) est une technique très largement applicable pour déterminer la présence et la quantité de beaucoup d'éléments simultanément dans des échantillons s'étendant du microgramme à quelques grammes[3], [4]. C'est une technique non-destructive et la forme de l'échantillon est relativement sans importance. Des mesures typiques prennent de quelques minutes à plusieurs heures par échantillon. Elle peut être décrite comme suit : L'échantillon est continuellement irradié par flux de neutrons. Les éléments constitutifs de l'échantillon absorbent une partie de ces neutrons et émettent les rayons gamma prompts qui sont mesurés avec un spectromètre de rayon gamma à haute résolution. Les énergies de ces rayons gamma permettent d'identifier les éléments capturant de neutron, tandis que les intensités des pics à ces énergies révèlent leurs concentrations dans le matériau. Typiquement l'échantillon n'acquerra pas la radioactivité significative d'une grande longévité et l'échantillon peut être enlevé et utilisé pour d'autres buts après un certain temps de décroissance. En conclusion, le PGAA est une technique basée sur la détection des rayons gamma de capture émis par un matériau cible pendant son irradiation avec des neutrons. Les noyaux formés par capture ont des énergies d'excitation égales à l'énergie de liaison du neutron ajouté (absorbé). L'énergie d'excitation est libérée par l'émission de rayons gamma qui vont de 100 keV à 10 MeV. Cette technique a un degré élevé de sensibilité pour de nombreux éléments dont H, B, Cl, Na, K, Ca, P et N...[5].

Quelques exemples des applications de PGAA :

- Analyse de H dans différents matériaux.
- Analyse de B et H dans les matériaux des batteries.
- Détermination des éléments B, Cd, In, Hg, Mn, Fe, Co, Ni, S et Cu dans les échantillons géologiques et les matrices environnementales.

- Détermination des éléments H, Cl, Na, K, B, Ca, P et N dans des échantillons biologiques.
- Analyse de Fe, Cr, Ni, Mn et B dans des échantillons en acier inoxydable et des minerais de fer.

Les avantages par rapport à AAN sont les suivants.[6] :

- PGAA est adapté pour des éléments comme B, H et S qui sont difficiles à mesurer par AANI classique.
- Lae PGAA peut souvent surpasser AAN sur les échantillons biologiques en raison de la réduction des interférences matricielles de Na, K et Cl.
- Puisque l'irradiation est effectuée dans des lignes de faisceau extérieures au cœur du réacteur, PGAA est plus adaptée aux grands échantillons par rapport à AAN.

La conception et l'optimisation de l'installation PGAA[7], [8] à mettre en œuvre autour du réacteur Triga Mark II du CENM nécessite une investigation sur les différentes solutions possibles. Le choix de la solution la plus adaptée a été réalisé par des simulations Monte-Carlo moyennant le code MCNP6.2. Chaque composant du système a été modélisé individuellement afin de pouvoir optimiser ses paramètres suivant son rôle et les exigences de l'expérience. Une multitude de simulations a été effectuée pour l'ensemble de ces composants individuellement et combinée, afin d'arrêter la configuration optimale du système.

L'optimisation du blindage de PGAA est d'une grande importance pour garantir une protection biologique des utilisateur et instrumentale des équipements électroniques contre l'exposition aux rayonnements neutroniques et/ou les rayonnements gamma originaires des interactions neutron-matière. Pour cela il est important d'étudier et évaluer l'impact radiologique du faisceau des neutrons/gamma au voisinage de l'installation PGAA.

Vu l'ampleur de cet instrument, qui est lié directement au réacteur Triga, la modélisation de l'ensemble a été effectuée sur deux étapes. La première étape consiste à modéliser le réacteur Triga afin de générer le spectre des neutrons et celui des gamma dans le canal alloué au système PGAA en particulier à l'interface avec le premier composant de l'instrument qui est le collimateur. Le résultat des spectres générés à cette position a été validé par des mesures et puis a servi de données d'entrées dans la deuxième partie qui est liée directement au système PGAA.

Du point de vue Sûreté, les risques associés à cette utilisation des réacteurs de recherche sont généralement faibles. Ils se divisent en deux groupes, le premier est lié à la sûreté du réacteur et ses installations et le deuxième sont en relation avec la sûreté des utilisateurs. Il s'agit des risques liés aux effets sur la réactivité du réacteur en cas d'une éventuelle augmentation de la température ou de l'introduction d'un absorbeur de neutrons. Les dispositions à prendre pour éviter de telles rares situations pour en limiter les conséquences, nécessitent une analyse de sûreté de tous les scénarios susceptibles de provoquer un tel risque, chercher des alternatives en se basant sur le retour d'expérience de la communauté scientifique, sur la simulation et proposer des solutions d'atténuation dans le cas échéant. En ce qui concerne le deuxième risque lié à l'exposition des utilisateurs aux rayonnements ou le risque de contamination des locaux ou du personnel, une cartographie des débits de dose dans toutes les zones occupées par l'instrument ainsi qu'une modélisation des cas accidentels permettent d'établir des procédures d'accès à l'instrument et de limitation des accès basée sur un zonage radiologique.

Cette thèse est composée de quatre chapitres dont le premier, décrit les principes physiques des interactions rayonnement matière en soulignant la technique d'Analyse par Activation Neutronique par des Gamma Prompts (PGAA).

Le deuxième chapitre une sorte d'investigation sur les différentes solutions possibles de l'implémentation de l'installation PGAA. Ces investigations ont été basées sur l'expérience de nos partenaires étrangers et réalisées par des simulations Monte-Carlo moyennant le code MCNP6. Dans ce chapitre, nous avons pris le temps à détailler toutes les simulations réalisées pour les choix des matériaux, leurs dimensions, leurs impacts sur les performances de l'instrument ainsi que sur sûreté radiologique.

Le troisième chapitre est focalisé sur le blindage biologique qui est considéré comme pièce maitresse indispensable à mettre en place autour de toutes installations nucléaires. Plusieurs matériaux et configurations ont été étudiés pour une optimisation respectant toutes les contraintes physique et réglementaires.

Enfin, le quatrième chapitre traite l'analyse des risques associés au comportement du collimateur exposé à un flux intense de neutrons/photons et sa réponse avec l'obturateur primaire du faisceau dans le cas d'un séisme.

I. : L'analyse par activation neutronique par des gamma prompts

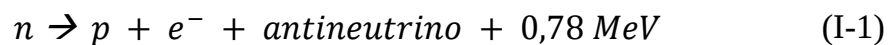
I-1. Introduction

Presque toutes les gammes énergétiques des neutrons produisent des rayons gamma potentiellement utilisables pour l'analyse de l'élément capturant. Cependant, le spectre énergétique des rayons gamma de capture de la plupart des nucléides est assez complexe. Ainsi, les rayons gamma de capture émis par le blindage, etc., compliquent également l'analyse. Par conséquent, le mérite relatif de cette technique pour l'analyse d'un élément particulier doit être revu au cas par cas.

Ce chapitre présente des principes fondamentaux de base de l'analyse par activation neutronique, les aspects pratiques et ses applications. Les principes fondamentaux de la méthode, les caractéristiques de la technique analytique et l'instrumentation sont présentés également.

I-2. Caractéristique du neutron

Le neutron est une particule subatomique de charge électrique nulle composée de trois quarks (deux Down et un Up)[7], [9]. Les neutrons liés dans un noyau atomique sont en général stables, mais les neutrons libres sont instables : ils se désintègrent avec une demi-vie de 10,24 minutes[10] (équation I-1)



La masse du neutron est égale à environ 1,00866554916uma, soit à peu près 939,56MeV/c² ou 1,67493 10⁻²⁷ kg. Le neutron est 1,0014 fois plus massif que le proton. L'énergie thermique par particule est d'environ 0,025 eV, c'est la quantité d'énergie qui correspond à une vitesse de neutron d'environ 2198 mètres par seconde et à une longueur d'onde des neutrons d'environ 1,797.10⁻¹⁰ mètres (soit 1,797 angström) qui correspond à la température ambiante 293 ,16 Kelvin.

I-3. Interaction des neutrons avec la matière

Les neutrons sont généralement divisés en trois groupes principaux selon leur énergie : les neutrons lents produits pendant le processus de thermalisation ; leur énergie est inférieure à 100 meV ; ils peuvent être classifiés parmi les neutrons froids et thermiques ; les neutrons épithermiques avec énergie entre 0,1 eV et 1 MeV et les neutrons rapides avec une énergie supérieure à 1 MeV.

i. Capture nucléaire radiative, ou la réaction(n, γ)

Le processus physique principal survenu dans la technique PGAA est la réaction de capture nucléaire radiative, ou(n, γ). Un neutron est absorbé par le noyau cible provoquant un noyau instable dont l'énergie d'excitation est la somme de l'énergie de liaison plus l'énergie cinétique du neutron. Après 10^{-16} secondes, il se désintègre en atteignant son état stable par l'émission de 2-4 rayons gamma en cascade (des rayons gamma prompts). Si le nucléide fils produit après ce processus est instable, de nouvelles désintégrations par une émission de particule β et par la suite suivies par une désexcitation provoquant l'émission d'un ou plusieurs photons de rayon gamma (des rayons gamma retardés). La détection de cette radiation est la base d'analyse par activation neutronique (AANI)

ii. Capture à neutrons radiative par neutrons épithermiques

Que ce soit pour la diffusion élastique ou pour les absorptions, on note, la présence de résonances, c'est-à-dire l'augmentation brutale de la section efficace localement (à une énergie donnée). L'apparition de résonances provient de la structure au niveau des états excités du noyau composé obtenu par absorption du neutron incident.

L'énergie l'excitation acquise par le noyau composé est la somme de l'énergie de liaison et celle du neutron incident (travail des forces nucléaires) et de l'énergie cinétique apportée par ce neutron. Si cette énergie d'excitation se trouve juste sur l'un des niveaux résonnants du noyau composé, ou dans son voisinage près, la réaction se fera aisément et une grande section efficace sera observée (figure I-1). Si, au contraire, l'énergie d'excitation ne tombe pas sur l'un des niveaux du noyau composé, la réaction se fera plus difficilement, ce qui se traduit par une faible section efficace. La section efficace neutronique de résonnance peut ainsi varier de plusieurs décades pour une très faible variation de l'énergie du neutron.

Un niveau excité a une certaine durée de vie τ . Sa largeur Γ est reliée à τ par la relation suivante :

$$\Gamma\tau \simeq \hbar \quad (\text{I-2})$$

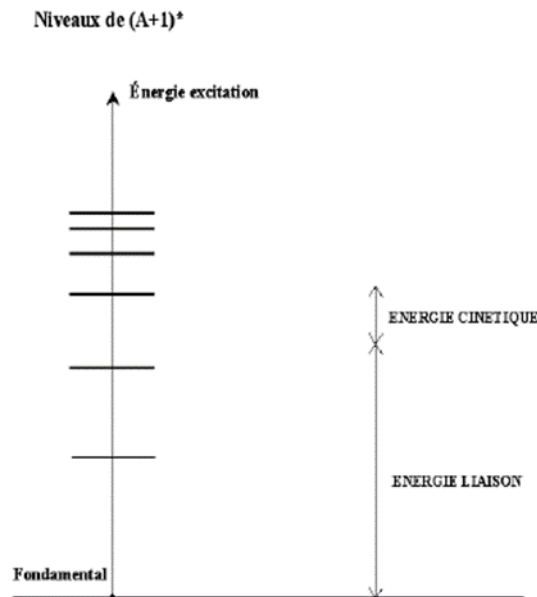


Figure I-1 : Diagramme de niveaux d'énergie du nucléide excité.

iii. Activation neutronique

L'analyse par activation neutronique est une méthode de détermination qualitative et quantitative d'éléments basée sur la mesure de la radiation de gamma retardée produite à partir des radionucléides formés par irradiation de matériaux à l'aide de neutrons.

La technique d'analyse par activation neutronique repose sur la mesure du rayonnement émis au cours de la désintégration des noyaux radioactifs (typiquement des β - de décroissance et la capture électronique suivie par des rayonnements gamma) formés par irradiation neutronique d'un matériau. La source de neutrons qui convient le mieux à cette application est en général un réacteur de recherche. Les échantillons qui peuvent être analysés en utilisant cette méthode peuvent provenir de plusieurs champs, y compris en médecine, nutrition, biologie, chimie, environnement et mines.

L'analyse d'activation neutronique peut être effectuée de plusieurs façons, selon l'élément et les intensités de rayonnement à mesurer, ainsi que la nature et l'étendue des interférences provenant d'autres éléments de l'échantillon. La plupart des méthodes utilisées sont non destructives et reposent sur la détection du rayonnement gamma émis par la matière irradiée après ou au cours de l'irradiation.

iv. Transitions isométriques

Des cascades de gamma promptes peuvent être retardées par des niveaux métastables. Les transitions de gamma des niveaux métastable sont appelées des transitions isométriques. Dans quelques cas, les transitions isométriques peuvent rivaliser avec la β -décroissances aussi, c'est-à-dire le niveau de métastable peut se décroître non seulement à l'état fondamental, mais aussi à un autre nucléide. Les transitions sont conventionnellement considérées comme isométriques quand leurs demi-vies sont plus grandes que $1 \mu s$.

v. Capture à neutrons avec émission de particule chargée

Après la capture à neutrons dans quelques éléments légers[11], d'autres particules peuvent être émises. Les cas les plus importants sont : $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ avec une section efficace thermique de 5333 barn, $^6\text{Li}(n,t)^4\text{He}$ (940 barn) et $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ (1.83 barn). Dans ces réactions, ils n'ont pas des gamma émis. Durant la réaction $^{10}\text{B}(n,\alpha\gamma)^7\text{Li}$ (3837 barn), avec 94% de probabilité, les ^7Li produits par l'interaction d'un neutron avec le ^{10}B sont mis dans un état excité ($^7\text{Li}^*$) qui se stabilise avec l'émission d'un rayon gamma de 478 keV.

vi. Les réactions nucléaires de neutrons rapides

La réaction des éléments avec neutron rapide peut produire d'autres éléments émis par exemple $(n, p\gamma), (n, Xn\gamma)$ avec $X=1,2,\dots$ $(n, \alpha\gamma)$. Les réactions qui sont surtout à seuil ou réactions endothermiques peuvent se produire seulement avec des neutrons ayant des énergies au-dessus d'une énergie caractéristique de l'élément cible.

vii. Diffraction de Bragg

Il y'a deux phénomènes agissant sur la transformation des neutrons thermiques. Le premier effet est l'agitation thermique des noyaux dans une molécule, cette énergie d'agitation est de l'ordre de quelque centaine d'électronvolts. Le deuxième effet est la vibration des atomes dans une molécule ou un cristal, l'énergie de cette vibration est du même ordre de grandeur que

l'énergie cinétique du neutron. Ces deux phénomènes (provenant de l'agitation thermique et du réseau cristallin) varient en fonction de l'énergie, ce qui applique un changement sur la section efficace de matériau dans ce domaine d'énergie.

Le cristal monochromateur sélectionne une bande très sélective de longueurs d'onde d'une large gamme de rayons incidents à l'aide de la diffraction de Bragg. Suivant la Loi de Bragg.[11], [12], équation I-3.

$$\lambda = 2d_{hkl} \sin \theta \quad (I-3)$$

avec d_{hkl} , où (hkl) sont les indices de Miller[14] Associés au plan de diffusion, c'est-à-dire la distance entre deux plans cristallographiques ; θ l'angle de Bragg, soit le demi-angle de déviation (moitié de l'angle entre le faisceau incident et la direction du détecteur) ; n l'ordre de diffraction (nombre entier) et λ la longueur d'onde

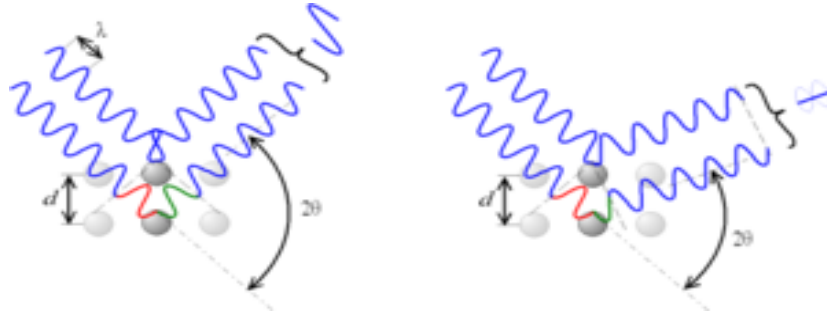


Figure I-2 : Illustration représente la réflexion de deux photons, Selon la déviation 2θ , on a des interférences constructives (figure de gauche) ou destructives (figure de droite)

La section efficace totale, correspondant à l'atténuation des neutrons qui traversent un solide cristallin, est donnée par la somme :

$$\sigma_T = \sigma_{abs} + \sigma_{el} + \sigma_{inel} \quad (I-4)$$

Le premier terme, σ_{abs} , est l'absorption due à des processus nucléaires capture et varie comme $E^{-1/2}$ (l'inverse de la vitesse des neutrons). σ_{el} Correspond à la diffusion élastique de Bragg à l'état solide. Le $\lambda_{coupure}$ de longueur d'onde maximale qui peut être diffractée par un solide cristallin (la coupure de Bragg) est égale à deux fois le plus grand espacement¹. Pour

¹ $\lambda_{coupure} = 2d$

$\lambda > \lambda_{coupure}$, σ_{el} est égale à zéro. σ_{inel} est la diffusion inélastique en raison de processus phonon et multiphonon à l'état solide ; il est dépendant de l'énergie et de la température. La section efficace de diffusion inélastique augmente avec l'énergie, avec la diffusion multiphonon dominant à haute énergie incidente.[14].

Freund (1983) a calculé les propriétés de transmission de plusieurs matériaux et donne une forme semi-empirique avec laquelle on peut calculer la transmission totale en fonction de l'énergie du neutron E [16]. À l'exclusion des effets de résonance nucléaire et néglige de Bragg diffusion, il trouve :

$$\sigma_T = C_1 E^{-1/2} + C_2(T) E^{-\frac{1}{2}} + C_3(T) \{1 - \exp(-C_4[T]E)\} \quad (I-5)$$

viii. Facteur de « Westcott »

La section efficace effective est égale à la section efficace σ_0 de 2200 m/s pour un absorbeur parfait « dont la section efficace d'absorption suit la loi $1/v$ », irradié par un flux neutronique avec une fraction négligeable de neutrons épithermiques. Lorsque le nucléide absorbeur ne suit pas la loi $1/v$ (par exemple ^{113}Cd , ^{124}Xe , ^{149}Sm , la plupart des isotopes de Eu , ^{155}Gd , ^{175}Lu , ^{176}Lu , ^{180}Ta , etc.) ou le spectre neutronique contient une fraction des neutrons épithermiques importante, la section efficace effective n'est plus égale à σ_0 .

« Westcott » a abordé ce problème pour le cas d'un spectre thermique maxwellien et d'un spectre épithermique $1/E$. En adoptant la convention de Westcott, la section efficace est donnée par :

$$\sigma'' = \sigma_0(g_w + rs) \quad (I-6)$$

Où g_w est le facteur g de « Westcott », r est un indice pour la fraction épithermique dans la flux des neutrons et s liée à la résonance réduite intégrale[7], [17]–[19].

I-4. Quantité fondamentale

Pour chaque interaction neutron-nucléide à associé à une probabilité : défini comme une section efficace. Cette quantité est identique pour chaque nucléide et sa valeur change avec

l'énergie de la particule incidente. Généralement dans la région neutron froid la section efficace suit la loi $1/v$, avec v est la vitesse du neutron (m/s).

La section efficace de capture du nucléide est d'habitude tabulée pour des neutrons monochromatiques de 2200m/s, ces valeurs sont indiquées avec σ_0 . En cas des nucléides parfaits, c'est-à-dire dont la section efficace suit la loi $1/v$ on peut écrire σ pour différentes énergies de neutron :

$$\sigma(v) = \sigma_0 \frac{v}{v_0}; \quad \sigma(E) = \sigma_0 \sqrt{\frac{E_0}{E}}; \quad \sigma(\lambda) = \sigma_0 \frac{\lambda}{\lambda_0} \quad (I-7)$$

Avec σ_0 section efficace thermique $v_0 = 2200 \text{ m/s}$, $E_0 = 25,26 \text{ meV}$, $\lambda_0 = 1,80 \text{ Å}$.

Section efficace partiel de production des rayons gamma est un paramètre nécessaire dans le PGAA ;

$$\sigma_\gamma = \sigma \theta P_\gamma \quad (I-8)$$

Avec θ et P_γ respectivement l'abondance isotopique et la probabilité de l'émission gamma

i. L'équation du taux de réaction

L'équation la plus simple pour le taux de réaction produit par un flux de neutrons parallèle et monochromatique dans l'échantillon idéalement mince et homogène peut être écrite comme suit :

$$R = n \sigma \phi \quad (I-9)$$

Avec R taux de réaction (s^{-1}), n est le nombre des atomes de nucléide examiné par flux neutronique, σ est la section efficace pour la capture d'un neutron à une énergie donnée (cm^2) et ϕ est le flux neutronique ($neutron/cm^{-2}s^{-1}$). Pour la quantification d'un rayon gamma donné, nous utilisons la section efficace partielle de production des rayons gamma σ_γ . Pour que le taux de comptage des photons mesuré dans le spectre soit mesurable donnée s'écrit :

$$\rho_\gamma = \varepsilon(E_\gamma) n \sigma_\gamma \phi \quad (I-10)$$

Où ρ_γ est l'aire de pic divisé par le temps de mesure, n le nombre des atomes, $\varepsilon(E_\gamma)$ l'efficacité correspond à la capacité du détecteur à absorber la raye gamma γ .

Cette équation devient très compliquée quand le spectre de neutron n'est pas monochromatique et l'épaisseur des grands échantillons peut introduire les facteurs d'atténuation des gamma et d'autoprotection des neutrons dans l'équation :

$$\rho_\gamma = \int_V \int_0^\infty \frac{\mu(r)}{M} N_A \sigma_\gamma(E_n) \phi'(E_n, r) \varepsilon(E_\gamma, r) dr dE_n \quad (I-11)$$

$\mu(r)$ Densité massique en fonction de la position dans l'échantillon, M masse atomique de l'élément, N_A Nombre d'Avogadro, $\sigma_\gamma(E_n)$ Section efficace partielle des gamma produits en fonction d'énergie.

Le flux neutronique ϕ' et l'efficacité ε est aussi exprimée par position à l'intérieur de l'échantillon (r) et par l'énergie des neutrons E_n et l'énergie des gamma produits E_γ .

En pratique, il est nécessaire de considérer tant de détails par exemple la forme de l'échantillon. Nous pouvons introduire des hypothèses simplificatrices, de sorte que certains phénomènes peuvent être négligés et la dépendance dans les intégrales peut être séparée ou remplacée par des quantités moyennes. Par souci de reproductibilité et de simplification de l'analyse, nous essayons de construire un dispositif expérimental dans lequel l'efficacité de comptage ne dépend pas de la forme ou la position de l'échantillon. Cela peut être évité en utilisant un échantillon à une distance du détecteur relativement grande, et en positionnant l'échantillon toujours de la même manière. En utilisant un échantillon relativement mince et petit, l'autoabsorption et d'autres modifications sur l'efficacité de comptage dans l'échantillon peuvent être négligées, et l'efficacité dépendra simplement de l'énergie, et $\varepsilon(E_\gamma)$ peut être utilisé. Pour les échantillons homogènes, un coefficient d'atténuation $\mu(r)$ intégré sur le volume, et par conséquent l'inhomogénéité du faisceau n'affecte plus le taux de comptage.

Examinons deux cas extrêmes. L'un d'eux est le cas idéal d'un échantillon « mince », qui absorbe une partie négligeable des neutrons, alors que l'autre cas correspond à un échantillon « noir », qui absorbe tous les neutrons.

ii. L'échantillon mince

Dans le cas d'approximation de l'échantillon mince c.-à-d. qu'une fraction des neutrons sont interagis avec ce dernier, l'équation (I-10), on peut simplifier, l'efficacité et le flux, en considérant qu'ils restent constants dans tout l'échantillon.

$$\rho_\gamma = \int_0^\infty \sigma_\gamma(E_n) \phi(E_n) dE_n = \sigma_{\gamma 0} \phi_0 \quad (\text{I-12})$$

Où $\rho_{\gamma 0}$ Section efficace partielle des gamma produits pour un faisceau monochromatique des neutrons de vitesse $v_0 = 2200 \text{ m/s}$, et ϕ_0 le flux thermique équivalent de neutron qui est défini par :

$$\phi_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{v_0}{v_T} \phi_T \quad (\text{I-13})$$

On introduit ϕ_0 dans l'équation dans le taux de réaction et le taux de comptage. Les deux équations deviennent :

$$\rho_{\gamma 0} = \frac{m}{M} N_A \varepsilon(E_\gamma) \sigma_{\gamma 0} \phi_0 \quad ; \quad R_0 = n \sigma_0 \phi_0 \quad (\text{I-14})$$

iii. L'échantillon Noir "totalement absorbant"

Dans ce cas, l'un des composants de l'échantillon a une section efficace de capture extrêmement grande, de sorte que tous les neutrons sont absorbés à proximité de la surface de l'échantillon, et chaque neutron génère des photons gamma en fonction des probabilités d'émission de la capture nucléide. Le taux de comptage ne dépend pas de la section efficace, mais il est directement proportionnel au nombre de neutrons, à savoir le flux réel multiplié par la probabilité d'émission :

$$\rho_\gamma^\infty = S P_\gamma \varepsilon(E_\gamma) \phi_r \quad (\text{I-15})$$

Avec S est l'aire de surface de l'échantillon en regard de la source de flux neutronique, ϕ_r est le flux réel et P_γ est la probabilité d'émission.

iv. L'échantillon réel

Pour les échantillons qui sont transparents aux neutrons, l'équation du taux de comptage (l'équation I-10) peut être appliquée. On peut appliquer dans ce cas les valeurs de section efficace thermiques des autres éléments au cours de l'analyse. Pour les éléments ayant des nucléides irréguliers, les nucléides dont la section efficace ne suit pas la loi $1/v$ comme par exemple le ^{113}Cd , ^{124}Xe , ^{149}Sm , $^{155,157}\text{Gd}$, $^{175,176}\text{Lu}$, ^{180}Ta . Où le spectre des neutrons contient une composante épithermique importante, les sections doivent être corrigées avec le facteur de « Westcott » g :

$$\rho_{\gamma}^0 = \frac{m}{M} N_A g(T) \sigma_{\gamma 0} \phi_0 \varepsilon(E_{\gamma}) \quad (\text{I-16})$$

Dans les cas, lorsque l'autoabsorption ou l'autoprotection ne sont pas négligeables, le taux de réaction peut encore être calculé à l'aide de l'équation (I-12) ou (I-14), mais il doit être multiplié par les facteurs de correction appropriés.

Chaque installation a des sensibilités différentes pour chaque élément analysé et ceux-ci dépendront des sections de production de rayons gamma partielles des raies gamma, le flux et les rendements de comptage dans les énergies mesurées. Depuis l'Équation (I-11) analytique, la sensibilité peut être calculée comme suit :

$$s = \frac{\rho_{\gamma}}{m} = \frac{N_A}{M} \varepsilon(E_{\gamma}) \sigma_{\gamma 0} \phi_0 \quad (\text{I-17})$$

D'un point de vue pratique, la sensibilité ((comptes/s)/mg) d'un élément est le taux de comptage net sous le pic mesuré, divisé par la masse (m) de cet élément spécifique dans l'échantillon :

$$S = \frac{N_G - N_B}{t} \quad (\text{I-18})$$

Où N_G , N_B et t sont respectivement le comptage total, le bruit de fond sous le pic photoélectrique et t le temps de comptage.

I-5. Caractéristiques de la technique d'analyse PGAA

i. Propriétés analytiques de la technique PGAA

La plus importante caractéristique de PGAA[7], [11], [15] est basée sur le fait que les neutrons et le rayonnement gamma produit (n, γ) ayant une grande pénétration. PGAA peut être considéré comme un outil d'analyse indépendant de la matrice pour les échantillons qui vont jusqu'à quelques grammes. Lorsque les neutrons provoquent les échantillons sur toute leur épaisseur, l'analyse fournit la composition moyenne de l'échantillon global illuminé par le faisceau. Pour les gamma au-dessus de 100keV, l'autoabsorption est généralement d'une importance mineure.

Lorsque l'échantillon contient un nucléide avec une section efficace d'absorption de neutrons en forte concentration, l'autoabsorption neutronique peut devenir importante. Toutefois, dans les spectres des échantillons homogènes, tous les domaines de pic seront abaissés uniformément par l'absorption de neutron, laissant les ratios de surface du pic les mêmes.

Lorsque le matériau irradié contient principalement des éléments Z élevés, l'autoabsorption gamma peut devenir significative, en particulier pour les rayons gamma à faible énergie. Cependant, au-dessus de l'énergie de 2 MeV, l'atténuation des rayons gamma est presque indépendante de l'énergie, ce qui signifie à nouveau une diminution approximativement uniforme des intensités absolues des gamma, c'est-à-dire que des rapports de surface de pics à haute énergie peuvent être utilisés pour des analyses chimiques sans correction l'autoabsorption.

PGAA peut être utilisée pour une analyse panoramique multiélémentaire sans aucune information préalable sur l'échantillon. Le PGAA n'est pas destructif de plusieurs manières :

- Aucune préparation d'échantillon n'est nécessaire.
- L'irradiation ne modifie pas la composition élémentaire de l'échantillon.

Étant donné que les champs neutroniques et gamma ne peuvent pas être séparés, comme cela se fait dans AANI, un blindage plus complexe est nécessaire dans cette technique.

Chaque élément chimique (sauf le ${}^4_2\text{He}$) peut-être analysé avec Le PGAA. Mais la section efficace de capture de neutron varie de huit ordres de grandeur (de O : 0,00019 barn au Gd : 48

800 barn). Grâce à ce fait, les éléments ayant de hautes sections efficaces peuvent être déterminés avec une haute sensibilité par rapport à d'autres.

Le PGAA est un outil unique pour la détermination de l'hydrogène ou de la teneur en eau, même en traces.

ii. Caractérisation du spectre des gamma prompte

Les rayonnements gamma prompts à haute énergie peuvent atteindre les 12 *MeV*, contrairement aux rayons de décroissance, qui sont en grande partie inférieure à 3 *MeV*. Ainsi, la gamme d'énergie des spectres gamma prompte est beaucoup plus large que celle utilisée dans l'AANI[5], [20]. Les spectres gamma prompts contiennent généralement plusieurs centaines de pics. La plus grande fraction des dénombrements apparaît dans la zone du bruit de fond, pas dans les pics caractéristiques.

La complexité des spectres gamma dépend de la structure de niveau nucléaire du nucléide émetteur. Il existe deux principaux types de spectres :

- Les nucléides légers ne contiennent pas des états intermédiaires entre l'état de fondamentale et l'état d'excitation par capture neutronique ce qui implique un simple spectre de seulement une raie gamma (*$2H$, $3H$ et $4He$*), et d'autres éléments légers par exemple (*$7Li$, $8Li$, $13C$ et $17O$*) ont deux ou trois niveaux au-dessous de leurs états d'excitations, donc de plus de transitions directes, seulement quelques autres apparaissent dans les spectres. Ces spectres se composent de fortes intensités de gamma prompts (les chances d'émission sont plus grandes que 10 %). Les rayonnements à basses énergies sont toujours localisés sur le domaine Compton du spectre causé par les rayonnements énergétiques, ce qui provoque une augmentation de la ligne de base du spectre dans la région à faible énergie.
- Pour les nucléides lourds, une autre forme de spectre est typique en raison d'un très grand nombre de transitions possibles dans les noyaux. Un grand nombre de pics qui se chevauchent dans la gamme d'énergie moyenne, les pics identifiables n'apparaissent qu'aux extrémités basses et hautes énergies. Les probabilités d'émission pour ces lignes sont généralement de quelques pour cent.

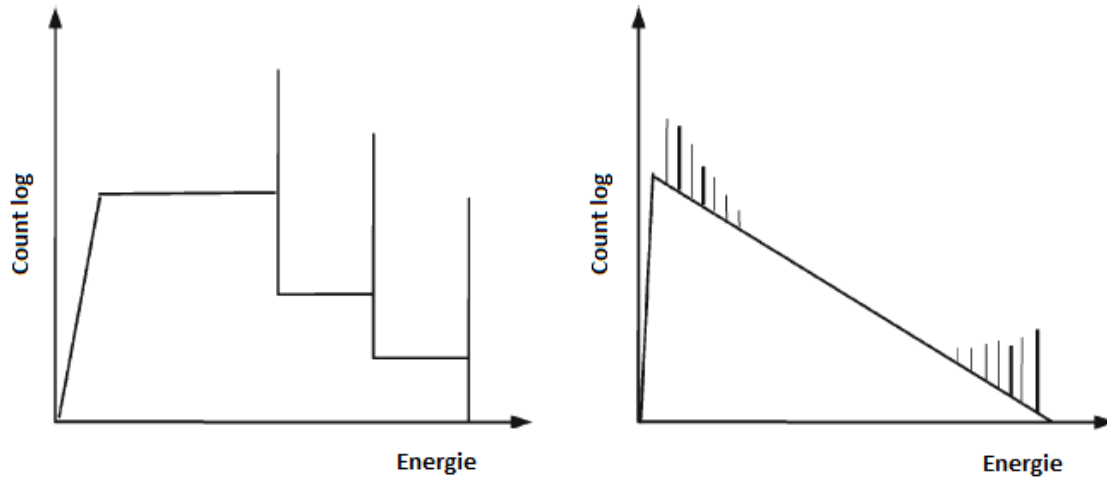


Figure I-3: Représentation de la forme de densités de pics de prompt gamma, à gauche pour les nucléides lourds et à droite pour les nucléides légers.

La densité des pics de gamma prompt à l'extrémité des hautes énergies est très inférieure à la densité aux basses énergies. Ainsi, des pics de grande énergie peuvent être employés beaucoup plus sûrement pour analyse qualitative. En analysant les échantillons à plusieurs éléments, on peut observer que la moitié supérieure de la gamme d'énergie (6 – 12 MeV) contient typiquement des pics des éléments légers dus la dépendance de l'énergie de liaison[7]

iii. Gamme Dynamique et Limite de Détection

Les pics caractéristiques sont situés sur une plage de bruit de fond due à la diffusion Compton pour les photons à hautes énergies. Le spectre Compton est continu, chacun des canaux de détection contient de deux à trois d'ordre de magnitude. Dans le cas où le taux de comptage prend plusieurs heures. Des pics à grande surface dépassent de millions de coups[7]. Et la ligne de base est à l'ordre de cent coups par canal. En réalité les grands pics sont rarement détectables donc, le rapport entre la surface des grands pics et la surface des petits pics est de l'ordre de cent coups. C.-à-d. dans la région dynamique du spectre des gamma prompts, les surfaces des pics qui sont détectables ont de trois à quatre ordres de magnitude.

De ces considérations, la détectabilité des éléments peut être estimée, par la relation suivante :

$$L_D = \frac{A_{min}M}{0.6022\sigma_{\gamma_0}\phi_0\varepsilon_{geo}t_m} \quad (I-19)$$

Avec L_D la limite de détection par gramme, A_{min} est le minimum pic détectable à 100keV, M la masse atomique, σ_{γ_0} section efficace partielle d'émission gamma, ϕ_0 le flux des neutrons thermiques, ε_{geo} efficacité de géométrie du détecteur et t_m le temps maximal possible de comptage.

Les grandeurs, L_C limite critique et L_D limite de détection (figure I-IV) peuvent être définies comme multiples d'un écart-type, selon ce qui suit :

$$L_C = k_\alpha \sigma_0 \quad (I-20)$$

$$L_D = L_C + k_\beta \sigma_D \quad (I-21)$$

Avec σ_0 est l'écart-type de blanc et σ_D est celui de l'échantillon.

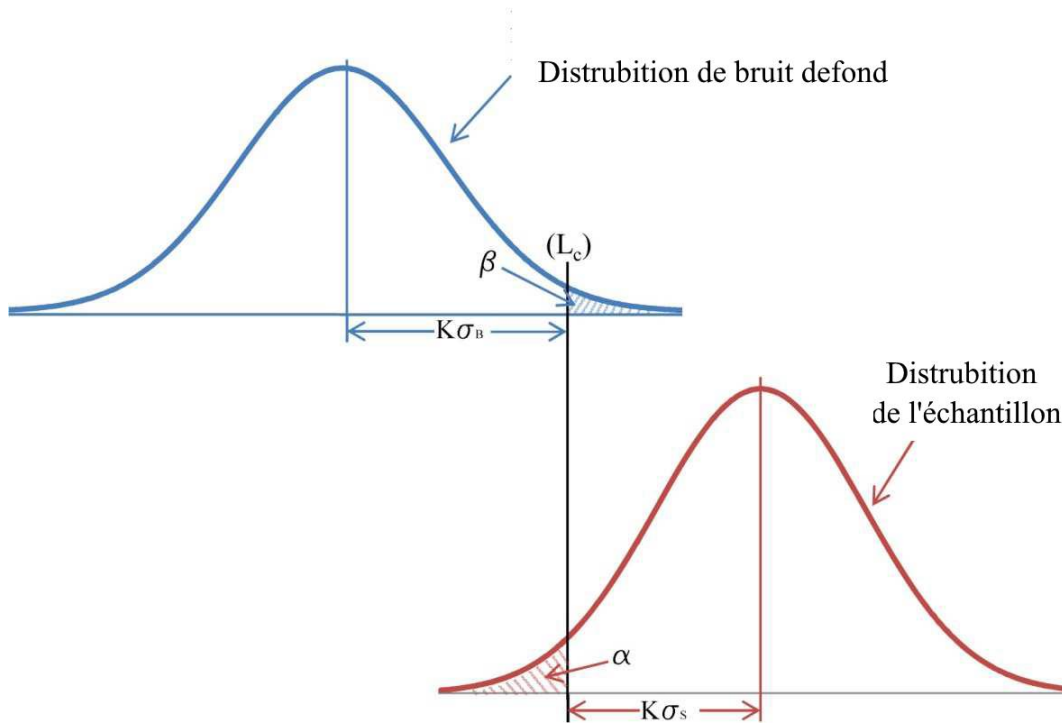


Figure I-4 : Illustration de la distribution de bruit de fond et l'échantillon représentant le niveau critique. β est la probabilité que les valeurs mesurées soient dues à bruit de fond et α est la probabilité que la valeur n'est pas due à l'échantillon.

Les valeurs de α et β sont choisies pour être égales 0,05, conduisant à une probabilité de 95% qu'un faux positif ne soit pas détecté. On suppose que les données sont de distribution gaussienne. Ainsi $\alpha = \beta$ et donc $k_\alpha = k_\beta = k$, les équations I-20 et I-21 deviennent :

$$L_C = 1,645\sigma_0 \quad (I-22)$$

$$L_D = 2L_C = 3,29\sigma_0 \quad (\text{I-23})$$

Dans le cas du gamma prompt, la distribution de probabilité des coups est poissonnienne, alors que σ_0 est la racine carrée des comptes (coups). De plus, l'estimation de la masse d'un élément est obtenue par l'inversion de la sensibilité selon la formule I-19. À partir de ces considérations, le σ_0 peut être exprimé en fonction du temps de comptage $t(s)$ et de la sensibilité S (cps/mg) selon :

$$\sigma_0 = \frac{\sqrt{N_B}}{St} = \frac{\sqrt{R_B/t}}{S} \quad (\text{I-24})$$

Avec R_B est le taux de comptage du bruit de fond sous le photopique.

Alors la limite de détection L_D (mg) pour Le PGAA peut être déterminée par le taux de fond comme suit :

$$L_D = 3,29 \frac{\sqrt{R_B/t}}{S} \quad (\text{I-25})$$

iv. Flux neutronique et équipements de technique PGAA

a) Source des neutrons

Les sources de neutrons dominantes dans la technique PGAA sont des faisceaux extraits à partir des réacteurs de recherches. D'autres sources de neutrons, basées sur les radionucléides ou les générateurs de neutron sont également utilisés. Dans le cas d'un réacteur, les neutrons proviennent des réactions de fission avec de hautes énergies, et sont ralentis vers les énergies thermiques par diffusion avec les atomes légers dans un modérateur, typiquement l'eau H_2O ou l'eau lourde. Le faisceau est un mélange de trois composants, les grandes énergies (Source de fission de MeV) de distribution Maxwellien, (spectre thermique de quelque meV) thermique à la température du modérateur, et épithermique (région de ralentissement de keV) avec un spectre approximativement inversement proportionnel à l'énergie de neutron.

Puisque la plupart des sections efficaces de neutrons sont inversement proportionnelles à la vitesse de neutron, la partie thermique est la plus efficace pour la production (n, γ) de réactions de capture de neutrons utilisées dans Le PGAA. Les neutrons thermalisés sont

particulièrement souhaitables, non seulement parce que le taux de réaction par neutron est plusieurs fois important dont un spectre de température ambiante, mais également parce que des neutrons thermiques peuvent être efficacement transportés par guides de neutron et absorbés après l'irradiation de l'échantillon.

b) Flux neutronique

Un instrument de PGAA se compose d'une source des neutrons, un collimateur de faisceau pour former et dirigez le faisceau sur un échantillon, un obturateur primaire pour contrôler le faisceau , un guide super-miroir pour transporter le faisceau, une chambre d'irradiation pour placer l'échantillon, un détecteur de rayons gamma, un stoppeur du faisceau pour absorber les neutrons qui ne sont pas absorbés par l'échantillon, et un blindage pour protéger le détecteur et le personnel contre les neutrons et les rayonnements gamma. Chacun de ces composants sera considéré et présenté la section II-5).

Pour faire les meilleures mesures analytiques, le faisceau de PGAA devrait être lumineux et propre. En fait, le flux de neutrons à la position d'échantillon devrait être assez intense pour obtenir des comptages avec de bonnes statistiques pour les éléments d'intérêt pour un temps raisonnable. D'ailleurs, le faisceau devrait être temporellement stable, uniforme dans l'espace, et contient peu de neutrons épithermiques et rapides et de rayons gamma pour réduire au minimum les réactions d'interférences et le bruit de fond.

La forme de faisceau neutronique dépend de la géométrie de collimateur. Le collimateur n'affecte pas l'énergie des neutrons, ainsi le faisceau à la position de l'échantillon contient souvent des neutrons rapides et rayonnements gamma indéniablement nuisibles. Pour améliorer ceci, le faisceau peut passer par un filtre particulier qui élimine préférentiellement le composant des neutrons rapides et absorbe (ou diffuse) également les rayonnements gamma.

Le flux des neutrons normalement proportionnellement inverse à au carré de la distance de source. La position d'irradiation d'échantillon devrait être proche de la source. C'est également où les milieux de rayons gamma et de neutron sont les plus hauts, donc le choisir d'un blindage optimal est indispensable. La gamme des flux neutroniques employée dans les installations PGAA s'étend de $10^5 \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ à $10^{10} \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ [7].

c) Blindage et matériaux absorbant des neutrons

Le matériau parfait protégeant contre les neutrons n'existe pas. Dans le meilleur des cas, un absorbant devrait absorber tous les neutrons de toutes les énergies dans une distance courte sans produire de rayonnement secondaire ou produire de la radioactivité résiduelle (Table I-1). Dans la pratique, les absorbants les plus importants sont ^6Li , ^{10}B , et ^{113}Cd , par l'intermédiaire des réactions (n, α) et (n, γ) . Seulement ^6Li (et ^3He) absorbent des neutrons efficacement sans produire des rayons gamma. Bien que le Cd métallique soit un excellent absorbeur, mais sous irradiation par neutrons, il produit une radioactivité résiduelle substantielle en plus des rayons gamma forts de capture 559-keV, ainsi le B et le Li sont préférés pour des tâches de flux intense tel que l'obturateur et le stoppeur de faisceau.

Tableau I—1 : Caractéristiques les matériaux absorbeur les neutrons

Nucléide	Abondance isotopique %	Section efficace (barn)	Réaction	$T_{1/2}$ d'élément produit	Forme chimique
^3He	0,00014	5,33	$(n, p)^3\text{H}$	β^- , 12ans	Gaz
^6Li	7,5	941	$(n, \alpha)^3\text{H}$	β^- , 12ans	LiF, Li_2CO_3 , métal
^{10}B	19,9	3,383	$(n, \alpha\gamma)^7\text{Li}$	Stable	B_4C , H_3BO_3 , $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7$
^{113}Cd	12,22	20,6	$(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$	Stable	Métal
^{114}Cd	28,73	0,23	$(n, \gamma)^{115}\text{Cd}$	β^- , γ , 23h	
^{155}Gd	14,8	60,9	$(n, \gamma)^{156}\text{Gd}$	Stable	Métal
^{157}Gd	15,6	255	$(n, \gamma)^{158}\text{Gd}$	Stable	
^{160}Gd	21,7	1,51	$(n, \gamma)^{161}\text{Gd}$	β^- , γ , 3,7min	

Le bore-10 (^{10}B) a une grande section efficace de capture de neutron qui donne deux nucléides légers particules α et les ^7Li avec un pourcentage de 94% de ^7Li produit dans l'état d'excitation, et donne des rayonnements gammes de 478keV. Cette énergie est facilement stoppée par exemple 4mm de plomb et suffi pour réduire en moitié son intensité. Avec le lithium, il n'y a pas des gamma produits par la réaction $^6\text{Li}(n, t)^4\text{He}$, mais les tritons de grande énergie produisent par la réaction secondaire (t, n) produite des neutrons énergiques par l'interaction avec les nucléides légères. Si le cas de grand flux, le tritium produit peut-être dangereux.

I-6. Conclusion

Les aspects fondamentaux liés à la technique PGAA ont été détaillés dans cette section à savoir les particules élémentaires ainsi que leurs sources de production qui rentrent dans le processus des interactions avec la matière sous investigation par la technique PGAA, les différentes interactions qui rentrent en jeux pour la caractérisation élémentaire des portions test et les quantités physiques interpellées durant ces processus. D'autre phénomènes qui jouent un rôle important dans la qualité des résultats d'analyses ont été également évoqués telles les interférences liées aux rayonnements gamma ou aux différentes réactions susceptibles de se produire dans les portions tests et les phénomènes physiques qui surviennent au cours des interactions rayonnement-matière qui nécessitent des corrections éminentes. Enfin, les gammes énergétiques souhaitées pour assurer de bonnes performances du système PGAA ont été étudiées afin de sélectionner les matériaux adéquats pour produire la qualité adéquate qui garantit des mesures de bonne qualité.

II. Conception du système PGAA auprès du Réacteur Triga Mark II du CENM

II-1. Introduction

Le système PGAA est prévu d'être installé sur l'un des canaux de réacteur TRIGA MARK II. Pour cette raison, une étude sur les composants du flux pour les quatre canaux a été effectuée. Le canal latéral NB1 du réacteur a les paramètres requis pour installer un tel système avec de bonnes performances.

Le code de simulation Monte-Carlo N-Particle MCNP6.2 a été utilisé dans cette étude, en utilisant la bibliothèque des sections efficaces ENDFVII.1 pour les neutrons et les bibliothèques de données de photons corrigés mcplib84/mcplib63. Les résultats seront améliorés par rapport aux résultats précédents par l'utilisation de l'ancienne bibliothèque mcplib04/mcplib03. L'élargissement Doppler des photons affecte principalement les photons de basse énergie, dans la gamme des 10 à 100 KeV, et n'a pas d'effet notable sur les résultats de neutron à haute énergie. [1], [2].

Sachant que les sections efficaces pour les interactions de Bragg ne sont pas fournies dans les bases de données nucléaires, une correction des données nucléaires pour les filtres de Saphir et Bismuth a été déployée en utilisant PhonoPy [15] pour la génération de spectre du phonon qui est par la suite introduit dans le code NJOY [5] pour la génération des données nucléaires de la diffusion thermique $S(\alpha, \beta)$. Par contre, la génération des sections efficaces de Déplacement Par Atome (DPA) est effectuée par le code SPECOMP dont les données sont utilisées par le code SPECTER[19] pour calculer le DPA qui permet d'évaluer le comportement des matériaux du point de vue résistance et vieillissement sous irradiation par neutrons.

Le PGAA consiste en deux blocs principaux. Le premier permet de mettre en forme le faisceau et le deuxième est utilisé pour l'irradiation et les mesures des rayonnements gamma prompts. Les composants clés sont le collimateur, l'obturateur primaire, chemise de protection, guide super-miroir à neutrons, conformateur de faisceau, obturateur secondaire, chambre d'irradiation, stoppeur de faisceau et le système de détection. Pour atteindre les résultats désirés, deux configurations avec deux matériaux pour le collimateur sont examinées. La divergence, l'impact sur les composants du flux neutronique, celui sur la composante photonique et la durabilité ont été étudiés.

II-2. Introduction du code de simulation Monte-Carlo, MCNP

Le code de simulation Monte-Carlo N-Particle transport (MCNP)[21], développé par le Laboratoire national de Los Alamos (États-Unis), est un code polyvalent, à énergie continue, à géométrie généralisée, dépendant du temps. Conçu pour traiter de nombreux types de particules sur de larges gammes d'énergies. Ce code de transport de rayonnement de particules est un outil de simulation tridimensionnelle puissant à usage général qui traite 37 différents types de particules. Ses domaines d'application sont très vastes et variés, que ce soit pour la criticité, le blindage, la dosimétrie, la réponse des détecteurs et de nombreuses autres applications...

Ce code est doté de la possibilité d'effectuer la simulation en utilisant uniquement les neutrons, photons ou électrons séparément ou bien combiné.

Le fichier *input* MCNP se compose de trois grandes parties, séparées par une ligne vide. La première partie est définie par les cellules, la deuxième est consacrée aux surfaces et finalement, la dernière rassemble les matériaux utilisés, la physique du problème et les *tally*.

i. Description de la géométrie

MCNP est un code de simulation tridimensionnel. La définition d'une configuration entraîne l'utilisateur à déclarer les surfaces de première et de deuxième degré (plan, sphère, cylindre...) et parfois de quatrième degré comme les torus elliptiques. Puis les entités homogènes ou qui présentent un intérêt particulier pour le problème physique à traiter sont représentées par des cellules géométriques délimitées par les surfaces (déclarées auparavant) et associées à des matériaux déclarés dans la carte des données (data card). Le code MCNP traite les cellules géométriques dans un système de coordonnées cartésiennes. La carte des données quant à elle est déclarée avec les matériaux employés dans la carte cellules.

ii. Description de la source

Dans le code MCNP, les sources sont définies par l'utilisateur. Ces sources peuvent être représentées par des distributions de probabilité ayant comme variables : énergie, temps, position et direction. La distribution spatiale peut être factorisée indépendamment sur les trois directions (x, y, z). Pour chaque direction, on peut définir la densité de particules émises, analytiquement ou bien numériquement. Des variables de la source peuvent dépendre d'autres variables (par exemple ; l'énergie comme fonction de l'angle...). L'utilisateur peut aussi biaiser toutes les distributions d'entrées.

Afin d'introduire des distributions de probabilité continues pour les variables de la source, le code MCNP offre la possibilité de choisir les coefficients de distribution la plus connue tels que, les spectres de Watt, Maxwell, Gauss...etc.

iii. Description de tally

La *tally* est l'observable définies dans MCNP à l'aide duquel, le code génère automatiquement des informations de synthèse standard qui donne à l'utilisateur un meilleur aperçu de la physique du problème et la pertinence de la simulation Monte-Carlo comprenant: un compte rendu complet de la création et de la perte de toutes les particules et leur énergie; le nombre de particules entrant et réintègrent une cellule ainsi que la population des particules dans une cellule donnée; le nombre de collisions dans une cellule; le poids moyen associé à la probabilité d'une certaine interaction, le libre parcours moyen, et de l'énergie des particules dans une cellule; l'activité de chaque nucléide dans une cellule (à savoir, la façon dont les particules ont interagi avec chaque nucléide, et non la radioactivité).

MCNP fournit également sept types de *tally*. Ceux-ci comprennent sept *tally* de neutrons, six *tally* de photons, et quatre *tally* électroniques. Ces *tally* peuvent être modifiées par l'utilisateur. Toutes les *tally* sont normalisées par poids (*weight*) déclaré de particule, sauf dans le cas KCODE (problèmes de criticité), qui sont normalisées par les neutrons générés par la fission.

Tableau II—1: Les différents types de « tally » disponibles dans MCNP et leurs unités.

Types de <i>tally</i>	Description de la <i>tally</i>	Unités
F1	Courant à travers une surface	Particules
F2	Flux moyen à travers une surface	Particules/cm ²
F4	Flux moyen à travers une cellule	Particules/cm ²
F5	Flux en un point détecteur	Particules/cm ²
F6	Énergie déposée dans une cellule	MeV/g
F7	Énergie moyenne déposée par fission dans une cellule	MeV/g
F8	Fréquence de pulses énergétique dans un détecteur	Pulses

iv. Sections efficaces utilisées dans MCNP

Une des spécificités majeures du code MCNP est l'utilisation de bibliothèques de sections efficaces expérimentales. Les sections efficaces de réactions considérées par MCNP proviennent de nombreuses compilations effectuées dans différents centres ou laboratoires comme le « *Applied Nuclear Science (T-2) Group* » de *Los Alamos*, ou le Laboratoire « *Livermore* » [3]. Ces données ont été constamment complétées et améliorées depuis plus de 30 ans par les développeurs de MCNP. Elles sont contenues dans des tables couvrant une grande gamme d'énergies pour les particules essentielles (neutrons, photons et électrons). Par contre pour les protons ou ions légers, dont le transport est possible dans les dernières versions du code MCNP, le code utilise des modèles théoriques pour certains types de réactions (cascade intranucléaire, évaporation, fragmentation, fission...). Ces tables de données existent comme le montre la figure (II-1), pour les interactions des neutrons, des photons induits par les neutrons, l'interaction propre des photons, l'interaction des électrons et l'interaction des protons avec la matière.

Les tables disponibles pour MCNP sont réunies dans des librairies. Elles sont identifiées de manière univoque au moyen d'un identificateur unique : les ZAIDs. Ces identificateurs contiennent le numéro atomique Z et le nombre de masses A spécifiques du noyau choisi et un identificateur supplémentaire correspondant aux interactions des trois types de particules : Neutrons, photons et électrons induisant plus de 500 tables disponibles pour environ 100 différents isotopes et éléments.

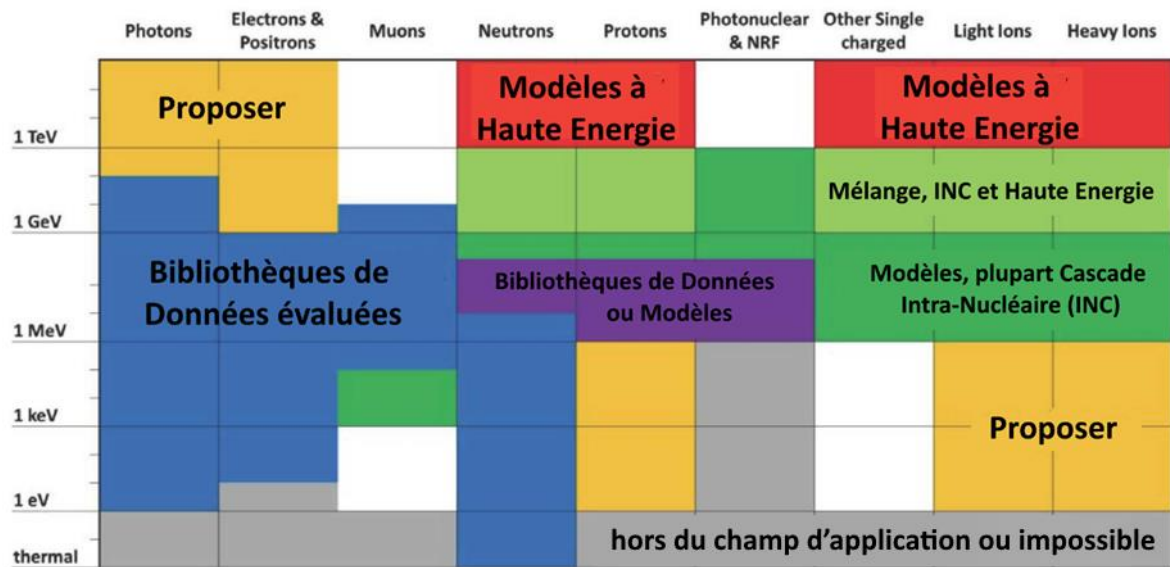


Figure II-1: Distribution des tables des sections efficaces pour différentes particules suivant différentes gammes d'énergie

a) Traitement par diffusion thermique des neutrons $S(\alpha, \beta)$

Les interactions des neutrons thermiques sont d'une grande importance dans cette étude. Donc il est nécessaire de prendre en considération les traitements $S(\alpha, \beta)$ dans la zone énergétique (entre 1 meV et 1 eV) car la structure d'un composant "matériau" a un impact sur le changement de section efficace dans cette bande d'énergies par comparaison d'une structure amorphe, par exemple pour les modérateurs comme le polyéthylène, l'eau... et les filtres de Saphir et Bismuth.

Pour tout matériau défini par une carte M, un ou plusieurs isotopes particuliers de ce matériau [représentés par le(s) numéro(s) ZAID] peuvent être traités en régime thermique comme un composé moléculaire par la carte MT avec un ensemble de données $S(\alpha, \beta)$ si cet ensemble existe 'fourni dans la librairie'. Les données $S(\alpha, \beta)$ sont utilisées dans toutes les cellules dans lesquelles ce matériau est spécifié. Dans le transport, le traitement du gaz libre est utilisé jusqu'à l'énergie où les données $S(\alpha, \beta)$ sont disponibles. À ce stade, le traitement $S(\alpha, \beta)$ remplace automatiquement le traitement au gaz libre (c'est-à-dire qu'il n'y a pas de mélange des deux traitements pour le même isotope dans le même matériau à une énergie donnée). Généralement, le modèle du gaz libre est utilisé pour chaque isotope d'un matériau jusqu'à quelques électrons-volts, puis le traitement $S(\alpha, \beta)$ prend le relais pour le ou les isotopes comprenant le mélange spécifié sur la carte MT. En général, les effets $S(\alpha, \beta)$ sont les plus significatifs en dessous de 2 eV. L'apparition d'une carte MT entraîne le chargement des données $S(\alpha, \beta)$ correspondantes à partir du fichier de données thermiques. Plusieurs

bibliothèques $S(\alpha, \beta)$ peuvent être spécifiées sur une MT-card, mais seulement si les bibliothèques traitent différents isotopes, sinon, le premier traitement $S(\alpha, \beta)$ est utilisé.

v. Carte de contrôle d'activation

MCNP6 traite les particules retardées, neutrons, gamma, bêta, alphas et positrons. L'émission retardée de neutrons peut être calculée à l'aide des traitements de la bibliothèque (DN=Bibliothèque) ou du modèle (DN=MODEL). Le traitement en bibliothèque utilise les données ACE et produit des neutrons retardés uniquement pour la fission. Le traitement du modèle nécessite les données de la bibliothèque DELAY_LIBRARY_V5.dat et produit des neutrons retardés pour la fission et, si nécessaire, pour l'activation.

Les émissions gamma retardées des données d'émission linéaire (DG=LINES) sont calculées à partir des données ENDF/B-VII.1 contenues dans CINDERGL.dat et complétées par des données modèles dans DELAY_LIBRARY_V5.dat ou seulement les données modèles (DG=MG). Les bêta, alphas et positrons retardés sont prélevés uniquement à partir des données DELAY_LIBRARY_V5.dat.

vi. Facteur de conversion flux-vers-dose

Les *tally* des débits de dose sont calculées à l'aide de la *tally* de flux volumique du code MCNP6 ("F4"). Une fois ces totaux normalisés par rapport à la source, les flux normalisés sont convertis en débits de dose à l'aide des facteurs de conversion flux-dose (DE) et la fonction de dose (DF) de MCNP6. Pour calculer le débit de dose de neutron, certaines normes sont disponibles. Dans ce travail, on a utilisé la norme de la Commission internationale de Radioprotection ICRP-74[4] et pour calculer la dose de photon on a utilisé la norme de l'*American national standards Institute* ANSI/ANS-6.1.1-1991[3].

II-3. NJOY

Le système de traitement des données nucléaires NJOY [5] est un code informatique modulaire conçu pour lire les données évaluées au format ENDF, transformer les données de diverses façons et produire les résultats en tant que bibliothèques conçues sous le format adéquat pour être utilisées dans diverses applications. Chaque module effectue une tâche de traitement bien définie. Les modules sont essentiellement des programmes indépendants, et ils communiquent entre eux en utilisant des fichiers d'entrée et de sortie, plus quelques variables communes.

i. Les différents modules du système NJOY

Chaque module du code NJOY doit traiter une tâche bien définie. Les modules sont des programmes indépendants qui communiquent entre eux à travers des fichiers d'entrée-sortie, d'une manière flexible avec une organisation séquentielle. Leur utilisation assure la nature des traitements modulaires du système NJOY. Ils se répartissent en fichiers ENDF (*Evaluated Nuclear Data File*)[22], PENDF (*Point-wise ENDF*) : c'est la version ponctuelle du fichier ENDF qui contient toutes les données de sections efficaces ponctuelles en énergie. Et GENDF (*Groupe-wise ENDF*) : C'est la version multigroup du fichier ENDF. Elle contient les sections efficaces ainsi que les matrices de transfert multigroup.

Les modules NJOY sont regroupés avec leur fonction comme suit :

MODER : permet la conversion BCD/BINAIRE et vice-versa de fichiers de type ENDF, PENDF, GENDF ;

RECONR : reconstruit des sections transversales pointues (dépendantes de l'énergie) à partir des paramètres de résonance ENDF et des schémas d'interpolation ;

BROADR : calcule les sections efficaces ponctuelles en énergie à une température quelconque par traitement de l'élargissement Doppler. Les particules concernées sont les neutrons ;

UNRESR : calcule les sections efficaces autoprotégées dans le domaine non résolu. Les particules concernées sont les neutrons ;

THERMR : génère les sections efficaces élastiques ponctuelles, cohérentes et incohérentes et les matrices de transfert en énergie relatives à la diffusion inélastique, dans le domaine thermique. Les particules concernées sont les neutrons ;

HEATR : calcule des KERMA et des productions de dommages ponctuels en énergie. Les particules concernées sont les neutrons et les gamma ;

LEAPR : prépare les lois de diffusion thermique pour THERMR ;

GROUPR : génère les sections efficaces multigroupes, les matrices de transfert des neutrons d'un groupe un autre et des matrices de production gamma. Les matrices concernées sont les neutrons ;

GAMINR : calcule les sections efficaces multigroupes, les matrices de transfert d'un groupe à l'autre et les facteurs KERMA. Les particules concernées sont les gamma ;

ERROR calcule les matrices de covariance multigroupes. Les particules concernées sont les neutrons ;

DTFR : prépare les données multigroupes pour les codes de transport qui acceptent les formats basés sur le code DTF-IV ;

MATXSR : prépare les données multigroupes pour l'interface MATXS, qui fonctionne avec le code TRANSX pour la préparation des bibliothèques de plusieurs codes de transport ;

ACER : prépare les tables des bibliothèques dans le format ACE pour le code MCNP ;

PURR : est utilisé pour préparer les tables de probabilités pour le code MCNP ;

POWR : prépare les bibliothèques pour les codes EPRI-CELL et EPRICPM ;

WIMS : prépare les bibliothèques pour les codes WINSD et WIMSE ;

PLOTR : réalise le traçage des sections efficaces pour les deux formes de données, ponctuelles et multigroupes ;

MIXR : est utilisé pour combiner les sections efficaces, principalement pour le traçage ;

VIEWR : permet de sauvegarder des graphes sous le format Postscript.

II-4. Réacteur Triga Mark II

TRIGA (*Training Research Isotope General Atomics*)[23], conçue par la société américaine General Atomics (GA), est l'une des classes des réacteurs de recherche les plus utilisées. Ces réacteurs ont une gamme de puissance qui varie de quelques Kilowatts jusqu'à 16 MW. Le système de refroidissement du cœur est basé sur le phénomène de la convection naturelle. Ces réacteurs sont distribués dans plus d'une vingtaine de pays dans le monde, et ce, grâce à leurs sûretés intrinsèques et leurs encombrements très réduits. Le Maroc est l'un des pays qui sont dotés de cette filière de réacteurs ; il s'agit du réacteur Triga Mark II installé au Centre d'Étude nucléaire de la Mâamora (CENM) qui fonctionne à une puissance de 2MW. Il est conçu de telle façon à pouvoir augmenter ultérieurement sa puissance à 3MW en passant vers un régime de refroidissement en convection forcée.

Le cœur du réacteur TRIGA du CENM se situe à proximité du fond d'une cuve cylindrique en aluminium renfermant le « cœur du réacteur » où est disposé le combustible nucléaire qui est couvert d'eau, de 2,44m de diamètre et d'environ 8,84m de profondeur et entourée d'une structure en béton armé (figure II-2). Ce réacteur est équipé d'un réflecteur en graphite, de quatre canaux neutroniques et d'une colonne thermique. L'eau constitue un blindage adéquat au sommet de la cuve. Les mécanismes de commande des barres de contrôle sont montés sur un pont construit sur la partie supérieure de la cuve. Pour déclencher la réaction en chaîne, une source de neutrons en *Americium/Beryllium* de 2 à 3 curies ($\sim 5.10^6$ n/s) est utilisée [24].

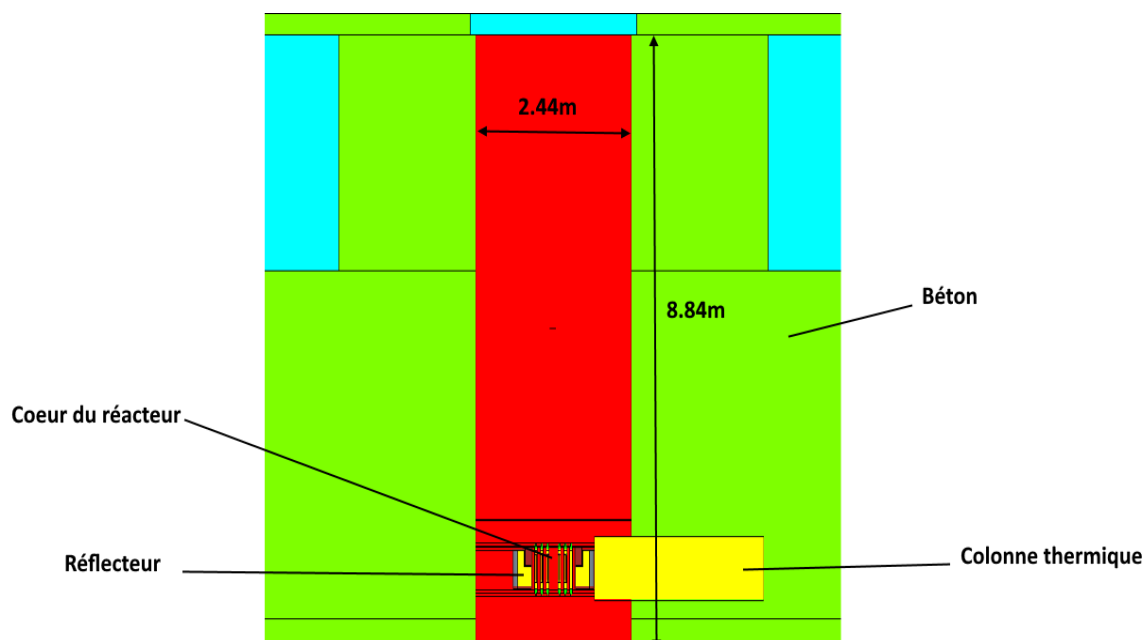


Figure II-2: Section longitudinale du cœur du réacteur TRIGA-CENM moyennant le code MCNP

i. Matériau modérateur - combustible

Le combustible se compose d'un mélange solide et homogène d'un alliage uranium-hydrure de zirconium contenant environ 8,5-12 % en masse d'uranium enrichi à environ 20 %. Le rapport atomique hydrogène-zirconium est de l'ordre de 1,6. Le réflecteur supérieur et inférieur de chaque élément combustible est constitué de graphite. L'ensemble est enrobé dans d'une gaine en acier inoxydable d'épaisseur 0,05 cm. Des appareillages en acier inoxydable sont fixés aux deux extrémités de la gaine, de sorte que la longueur totale de l'élément modérateur-combustible soit de 73,20 cm. L'appareillage inférieur soutient les éléments sur la plaque inférieure. L'appareillage supérieur se compose d'un bouton permettant de fixer l'outil de manutention du combustible et d'une pièce d'écartement triangulaire, ce qui permet à l'eau de

refroidissement de s'écouler vers la plaque supérieure, le poids total d'un élément combustible entièrement chargé est de l'ordre de 3,8kg (Figure II-3).

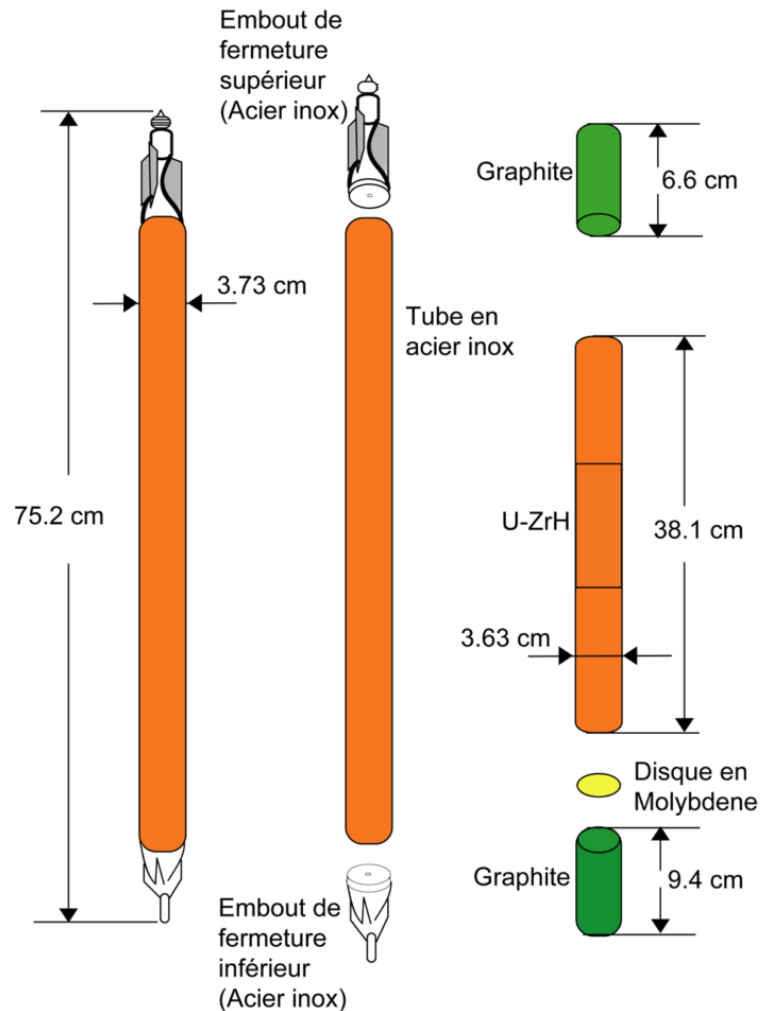


Figure II-3: Géométrie et structure de l'élément combustible du réacteur TRIGA MARK II

ii. Barres de contrôle

Dans le réacteur TRIGA MARK II du CENM, il y'a cinq barres de contrôles, se composant de la partie inférieure qui a les mêmes caractéristiques que le combustible et la partie supérieure formées du B_4C comme matériau absorbant de longueur 38,1cm avec les côtés supérieur et inférieur remplis par l'air. L'ensemble est gainé dans un tube en acier inoxydable "SS-304" de diamètre 3,4cm et de longueur 109 cm.

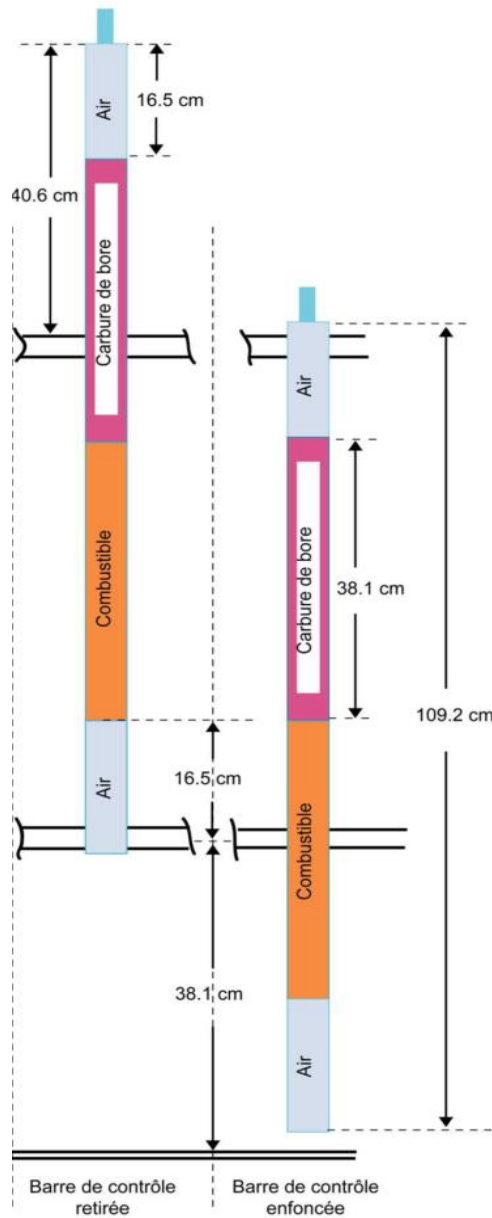


Figure II-4: Géométrie et structure de barre de contrôle du réacteur TRIGA MARK II

iii. Les réflecteurs

Dans les réacteurs de recherche nucléaire, l'utilisation des réflecteurs dans le cœur du réacteur offre certains avantages tels que la réduction de la taille critique du cœur du réacteur ainsi que la réduction de la masse critique du combustible. Le réflecteur a les mêmes propriétés que le modérateur, tel qu'un poids atomique plus faible, une section efficace de diffusion plus élevée, une capacité de ralentissement plus élevée et une section efficace de capture plus faible.

iv. Canaux latéraux

Le réacteur TRIGA MARK II est équipé de quatre canaux latéraux de faisceau NB1, NB2, NB3, NB4 et une colonne thermique. Chaque canal a ses propres propriétés qui sont spécifiques

à une application donnée. NB1 est un canal tangentiel, NB3 et NB4 sont des canaux radiaux tandis que le canal NB2 est un canal perçant. Le tableau II-2 illustre les flux neutroniques au niveau de chaque canal pour les trois composants : thermique, épithermique et rapide.

Le système d'analyse par activation neutronique par les gamma prompts PGAA requiert un flux neutronique allant de $1,0 \cdot 10^5$ à $1,0 \cdot 10^{10}$ n/cm².s[6] avec une domination thermique des neutrons. Le flux, dans la position donnée, des neutrons est normalement inversement proportionnel au carré de la distance par rapport à la source. Ce qui impose une position d'irradiation d'échantillon relativement proche du réacteur tout en gardant un rapport de flux thermique/rapide important avec le minimum de rayonnement gamma. À partir de la documentation technique numérique du site web de GA on a créé un modèle MCNP approché pour le réacteur TRIGA MARK II du CENM. Le modèle (figure II-5), incluant le cœur qui contient 96 barres combustibles, 5 barres de contrôle et 17 barres du graphite, qui entourent le réflecteur et les quatre canaux horizontaux (NB1 tangentiel et NB2, NB3 et NB4 radiaux).

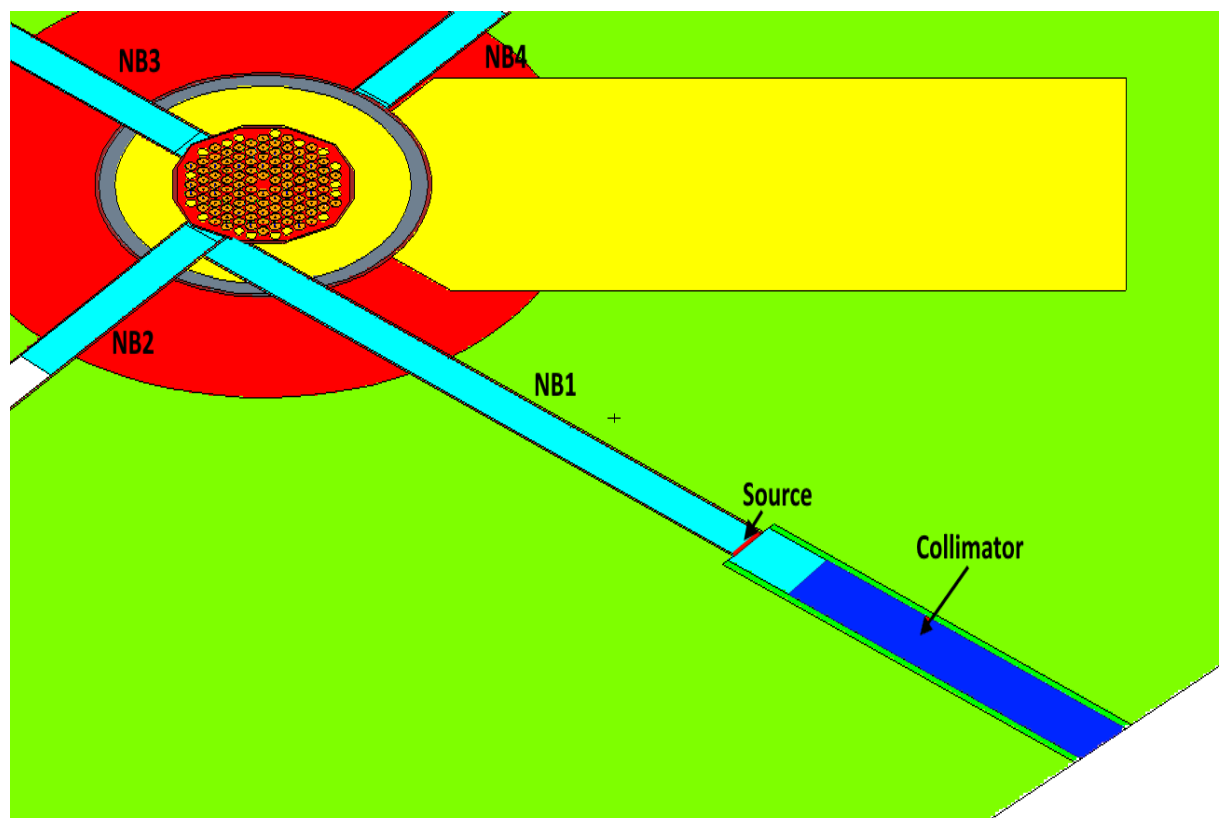


Figure II-5: Section transversale du cœur du réacteur TRIGA-CENM avec la position de la source et collimateur moyennant le code MCNP

Afin de choisir le canal convenable au système PGAA, une simulation de criticité du réacteur TRIGA par le code MCNP a été effectuée, en utilisant le *tally* F2 dans les entrées des sections externes des quatre canaux. Suivant les résultats du tableau II-2, le canal NB1 qui représente un meilleur rapport $\varphi_{thermique} / \varphi_{rapide}$ par rapport aux autres canaux et en addition du fait qu'il est tangentiel, l'intensité des rayons gamma est également très faible par rapport aux autres canaux. Par conséquent, c'est le canal NB1 qui a été adopté pour installer le système PGAA.

Tableau II—2: Flux neutronique dans les canaux NB1, NB2, NB3 et NB4 de réacteur Triga mark II

	NB1	NB2	NB3	NB4
Flux thermique	1,88E+12	5,87E+12	6,23E+12	1,21E+12
Flux épithermique	4,43E+11	2,55E+12	2,50E+12	3,01E+11
Flux rapide	3,67E+11	3,54E+12	3,20E+12	2,43E+11
Rapport thermique/rapide	5,11	1,66	1,95	4,98

v. Spectre des neutrons et des gamma

Afin d'optimiser les composants du système PGAA ainsi que le temps de calcul nécessaire pour une telle simulation, deux modèles MCNP ont été créés. Le premier, représente le cœur du réacteur Triga MARK II qui a pour objectif la détermination minutieuse du spectre neutronique avec sa distribution angulaire et celui des gamma qui seront adoptés comme source initiale dans le deuxième modèle qui représente l'installation intégrale PGAA. La *tally* F1 a été utilisée, en association avec l'option Cn, pour décomposer le spectre par 35 groupes d'énergies en fonction de 7 angles d'émission (0°-1°, 1°-2°, 2°-3°, 3°-4°, 4°-5°, 5°-6° et 6°-7°), pour le réacteur en pleine puissance de fonctionnement (2MWth). Le choix de 7 angles d'émission est basé sur des contraintes géométriques liées particulièrement au système. Dans le premier modèle, la carte ksrc a été utilisée pour le calcul de criticité avec 100000 neutrons par cycle pour 30000 cycles. Le facteur de multiplication a convergé vers $k_{eff} = 1,04823 \pm 0,00001$ et le flux total à la position source (Figure II-5) obtenu est $4,96E^{+09}$ n/cm².s, avec 50% de neutron thermique, 33% épithermique et 14% rapide.

a) Facteur de conversion pour les neutrons prompts

Le spectre neutronique généré par le code MCNP est normalisé par particule unitaire. Une étape de conversion vers le spectre réel correspond à la puissance nominale du réacteur. Cette dernière peut être calculée à partir de l'équation (II-1). En multipliant le taux de réaction par le volume du réacteur, on obtient le taux de fission total pour l'ensemble du réacteur. En divisant par le nombre de fissions par watt-sec, on obtient la puissance libérée dans le cœur du réacteur en unités de watts. Cette relation est illustrée mathématiquement dans l'équation (II-1)[25] ci-dessous.

$$\varphi = \varphi_{F4} * \frac{P.\vartheta}{Q} * \frac{1}{k_{eff}} \quad (II-1)$$

Avec :

P puissance, [\$\varphi_{F4}\$ MCNP tally F4](#), ϑ nombre des neutrons émis par fission et Q énergie réalisée par fission

Dans un réacteur en fonctionnement, on considère le volume du réacteur constant. Sur une période relativement courte de (jours ou semaines), la densité atomique du combustible est également relativement constante. Étant donné que la densité atomique et la section microscopique sont constantes, la section macroscopique doit aussi être constante. En examinant l'équation (II-1), il est évident que si le volume du réacteur et les valeurs macroscopiques sont constants, alors la puissance du réacteur et le flux neutronique seront directement proportionnels.

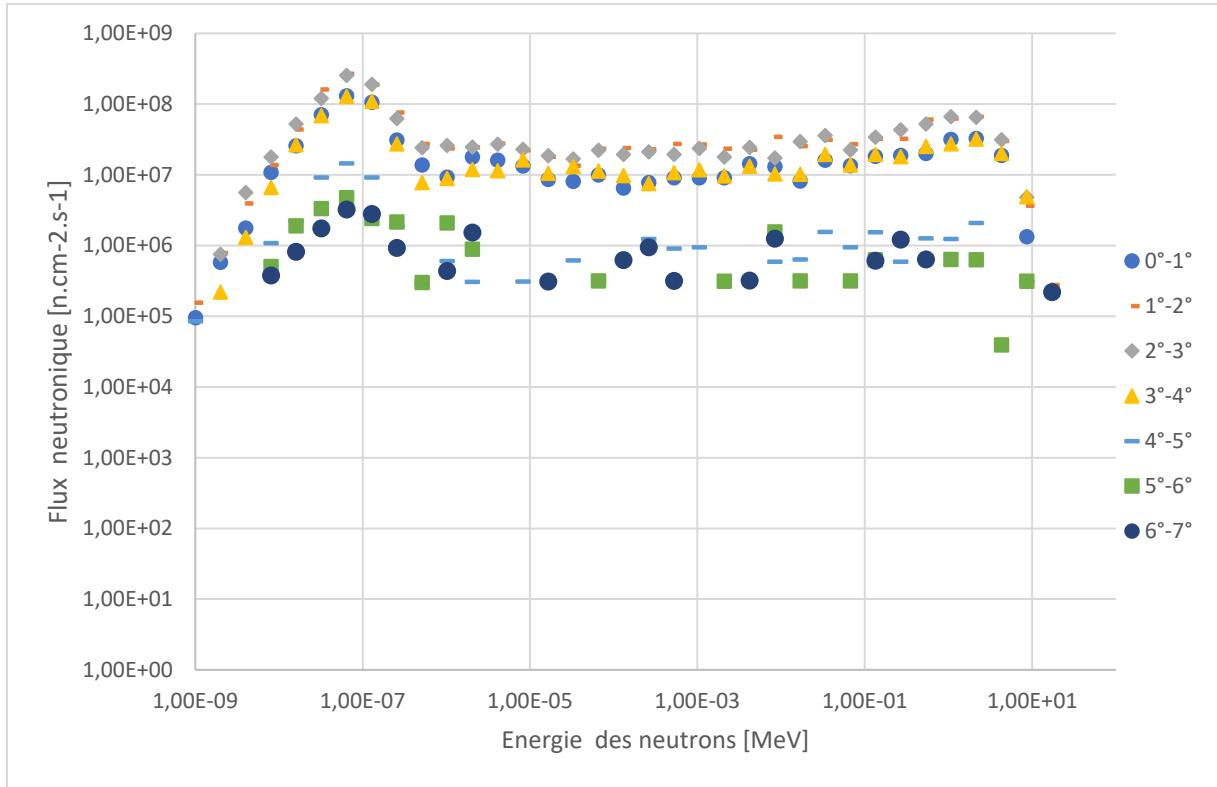


Figure II-6: Spectre de neutron en fonction de l'énergie et pour les sept angles d'émission dans la position source

b) Facteur de conversion pour les gamma prompts

Le spectre gamma généré par le code MCNP est en général normalisé à l'unité. Donc la détermination du facteur de conversion pour les gamma prompts émis au cours de la fission de l'Uranium-235 est indispensable pour déterminer les valeurs de flux gamma en fonction de leurs énergies. Pour cela, la méthode empirique utilisée par M. Verbeke et al. [7] a été utilisée.

Le nombre moyen de rayonnements gamma par fission est donné par la relation suivante :

$$\langle G \rangle = \frac{E(v, Z, A)}{\langle E \rangle} \quad (\text{II-2})$$

Avec

$$E(v, Z, A) = (2,51(\mp 0,01) - 1,13 \cdot 10^{-5}(\mp 7,2 \cdot 10^{-8})Z^2\sqrt{A})v + 1 \quad (\text{II-3})$$

et

$$\langle E \rangle = -1,33(\mp 0,05) + 119,6(\mp 2,5) \frac{Z^3}{A} \quad (\text{II-4})$$

Pour L'Uranium-235, v nombre moyen de neutrons prompts produits par une fission :

$$v = 2,42 \quad ; \quad Z = 92 \quad ; \quad A = 235$$

Après le calcul, la valeur moyenne des rays gamma prompts par une fission est : 3,64

Tally de gamma était multipliée également par cette valeur.

La figure ci-dessous montre le flux de neutron et gamma à une distance de 10cm de l'entrée du collimateur. Ces spectres sont calculés par le code MCNP6.2 et multipliés par le facteur de conversion correspondant.

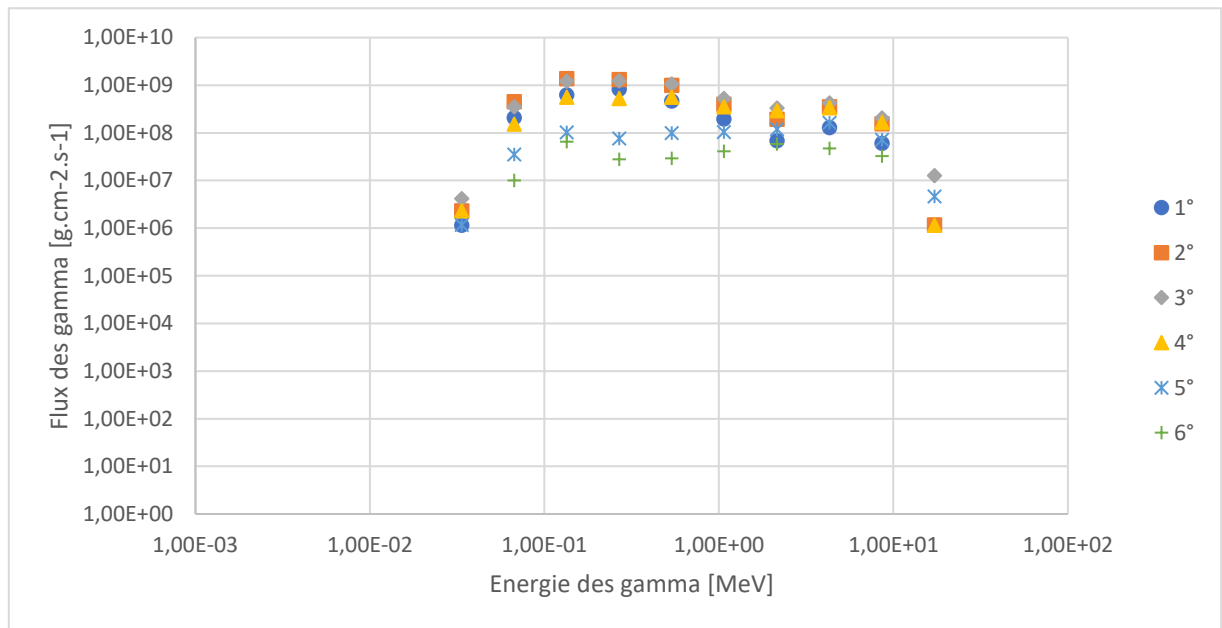


Figure II-7: Spectre flux de gamma par énergie et par angle d'émission dans la position source

II-5. Filtre à neutron pour le système PGAA

Le collimateur n'a aucun effet sur les composants du faisceau de neutrons[26]–[28]. Pour cela on a besoin d'ajouter des filtres à neutron pour des besoins liés aux performances de l'installation PGAA.

i. Filtre à neutron

Dans les études à base de neutrons thermiques, il y a toujours des difficultés à obtenir des faisceaux de neutrons intenses qui sont suffisamment libres de rayons gamma et des neutrons rapides. Les réacteurs les plus récents sont dotés de canaux tangentiels et des modérateurs à base d'eau lourde qui réduisent les pertes indésirables de neutron thermique. Cependant, dans certains réacteurs les plus anciens, et même dans les réacteurs les plus récents avec des tubes de faisceau qui sont orientés plus directement au cœur, il y a un grand nombre de neutrons rapides qui doivent être éliminés. À cet effet il est nécessité d'introduit un filtre à neutrons.

Il y'a deux phénomènes agissant sur la transmission des neutrons thermiques. Le premier effet est l'agitation thermique des noyaux dans une molécule, cette énergie d'agitation est de l'ordre de quelque centaine d'électronvolts. Le deuxième effet est la vibration des atomes dans une molécule ou un cristal. L'impact de ces deux phénomènes (l'agitation thermique et réseau cristallin) sur le flux varie en fonction de l'énergie. Ce qui implique un changement sur la section efficace de matériaux dans ce domaine d'énergie.

La section efficace totale, qui détermine l'atténuation des neutrons qui traversent un solide cristallin, est donnée par la somme (II-5) :

$$\sigma_T = \sigma_{abs} + \sigma_{el} + \sigma_{inel} \quad (II-5)$$

Le premier terme, σ_{abs} , est l'absorption due à des processus nucléaires de capture qui varient comme $E^{-1/2}$ (l'inverse de la vitesse des neutrons). σ_{el} Correspond à l'interaction de Bragg élastique de diffusion à l'état solide. σ_{inel} est la diffusion inélastique en raison de processus phonon et multiphonon à l'état solide. La section efficace de diffusion inélastique augmente avec l'énergie, avec la diffusion multiphonon dominant à haute énergie incidente [8].

Freund (1983) a calculé les propriétés de transmission de plusieurs matériaux et donne une forme semi-empirique avec laquelle on peut calculer la transmission totale en fonction de l'énergie du neutron [9]. À l'exclusion des effets de résonance nucléaire et en négligeant la diffusion de Bragg, il trouve :

$$\sigma_T = C_1 E^{-1/2} + C_2(T) E^{-\frac{1}{2}} + C_3(T) \{1 - \exp(-C_4[T]E)\} \quad (II-6)$$



Figure II-8: Photo représente un segment du filtre de Saphir

Tenant [10] a mesuré la transmission d'un monocristal de Saphir en fonction de l'énergie et de la température. La transmission est élevée et varie lentement sur le régime thermique et neutron froid ($\lambda > 1,0\text{\AA}$). Dans le régime épithermal, ci-dessous $\lambda = 0,4\text{\AA}$ ($E > 500\text{ meV}$), la transmission est inférieure à 3%.. Saphir est mieux que le quartz et le silicone comme filtre pour les neutrons rapides [11]. Ainsi les mesures de « Mildner et Lamaze »[10] montrent que les caractéristiques de transmission du cristal de Saphir ne changent pas par plusieurs années d'irradiation neutronique.

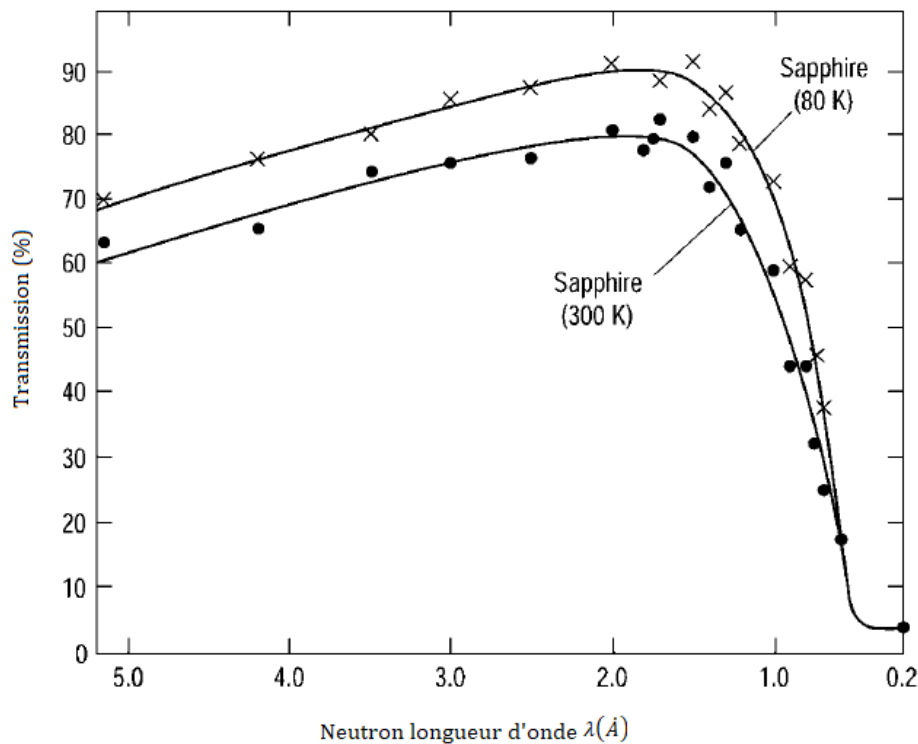


Figure II-9: Transmission de Saphir de longueur de 10.2cm mesure de 300K et 80K en fonction de longueur d'onde (Tennant, 1988)

ii. Filtre à gamma pour le système PGAA

La présence permanente des rayons gamma dans le flux à neutrons exige l'introduction d'un filtre convenable pour les réduire. Le Bismuth [4] a été choisi grâce à son grand coefficient d'atténuation massique pour les photons (figure II-10). D'après l'étude expérimentale de Rustad[5] l'introduction de Bismuth de longueur 10cm refroidi par le nitrogène liquide, on obtient une grande transmission de 90% pour les neutrons ayant une énergie inférieure de 0,02eV et capable d'exclure 93% des neutrons ayant une énergie supérieure à 1eV[12]. Ainsi l'utilisation du Bismuth, avec une faible section efficace d'absorption thermique (0,034 barn) comparable par exemple avec le plomb (0,17 barn) qui est efficace pour arrêter les rayonnements gamma.

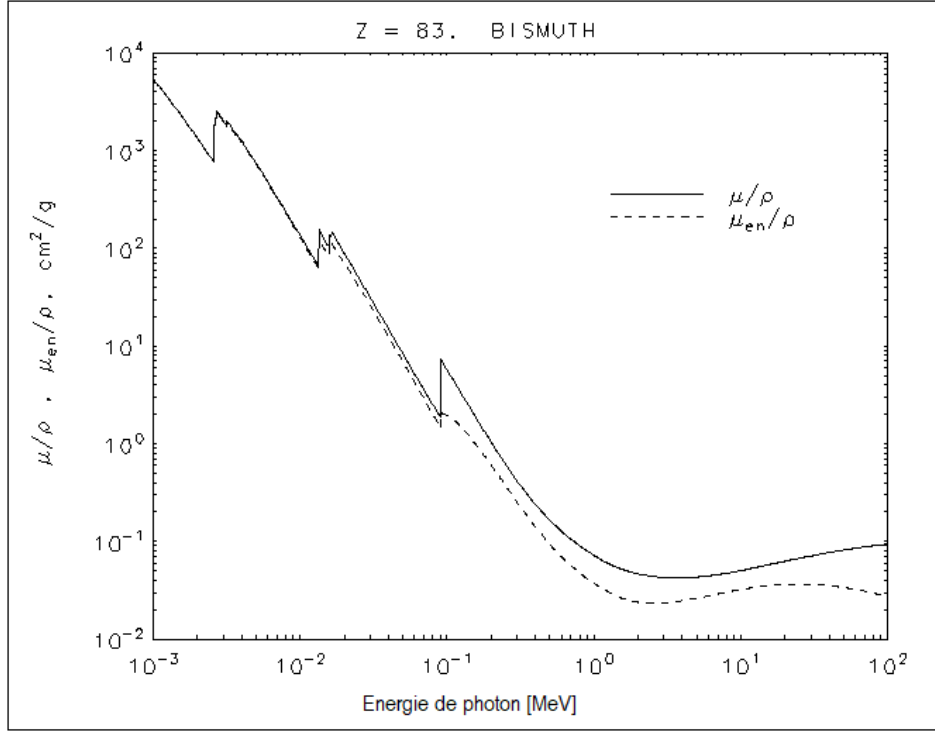


Figure II-10: Coefficient d'atténuation massique de Bismuth en fonction de l'énergie

iii. Génération des sections efficaces thermiques pour les filtres

Pour les codes de simulation Monte-Carlo (MCNP, Fluka, GEANT4 ...) qui traitaient l'interaction des neutrons avec la matière par l'approximation de gaz libre c.-à-d. les nucléides cibles considérés libres dans l'espace et qui ne sont pas liés. Le but de cette section est la génération des data pour la diffusion thermique $S(\alpha, \beta)$ pour le Saphir Al_2O_3 et le Bismuth Bi utilisant le module LEAPR de code NJOY en format ENDF et par suite on a converti les données en format ACE, ce format est lisible par le code MCNP[29]. Pour la création de ces données, on a besoin en préalable de la densité d'états de phonons du Cristal.

La loi de diffusion thermique est fonction de deux grandeurs non dimensionnelles, la variable d'échange de moment α et la variable d'échange de l'énergie β .

$$\alpha = \frac{E - E' + 2\mu\sqrt{E'E}}{Ak_B T} \quad ; \quad \beta = \frac{E + E'}{k_B T} \quad (II-7)$$

D'où E , E' sont l'énergie de neutron initial et final, μ angle de diffusion

$$\frac{d^2\sigma}{d\mu dE'} = \sigma(E \rightarrow E', \mu) = \frac{\sigma_b}{2k_B T} \sqrt{\frac{E'}{E}} S(\alpha, \beta) \quad (\text{II-8})$$

$S(\alpha, \beta)$ est la forme asymétrique de la loi de diffusion,

$$S(\alpha, \beta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E^{i\beta\hat{t}} E^{-\gamma(\hat{t})} d\hat{t} \quad (\text{II-9})$$

D'où $\hat{t}$ est le temps avec l'expression de l'unité $\hbar/(kT)$

$$\gamma(\hat{t}) = \alpha \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\rho(\beta)[1 - E^{i\beta\hat{t}}]e^{-\beta/2}}{2\beta \sinh(-\beta/2)} d\beta \quad (\text{II-10})$$

$\rho(\beta)$ spectre de fréquence de l'excitation d'un système de diffusion (c.-à-d. densité d'états de phonon pour un Cristal), A masse atomique, k_B constant de Boltzmann et T température.

Le Cristal de bismuth est de structure rhomboédrique avec deux atomes par cellule, de l'angle 57.23° et le paramètre de position $z = 0,23389$ à 300K. La constante de réseau aH est $4,546 \text{ \AA}$ et cH est $11,863 \text{ \AA}$ [13]. Le Cristal de Saphir est composé par deux atomes de l'aluminium et trois atomes d'oxygène, le Saphir est cristallisé sur la structure rhomboédrique de groupe spatial $R3c$ avec les paramètres de $a = 5,128 \text{ \AA}$ et $\alpha = 55,28^\circ$ [14].

Le spectre de phonon de Saphir a été généré par le code PhonoPy [15] en utilisant les données constantes forces à partir de la base de données de phonon. Ce fichier donné contient des ensembles de forces dans les supercellules avec des déplacements atomiques finis. Chaque supercellule implique le déplacement d'un atome.

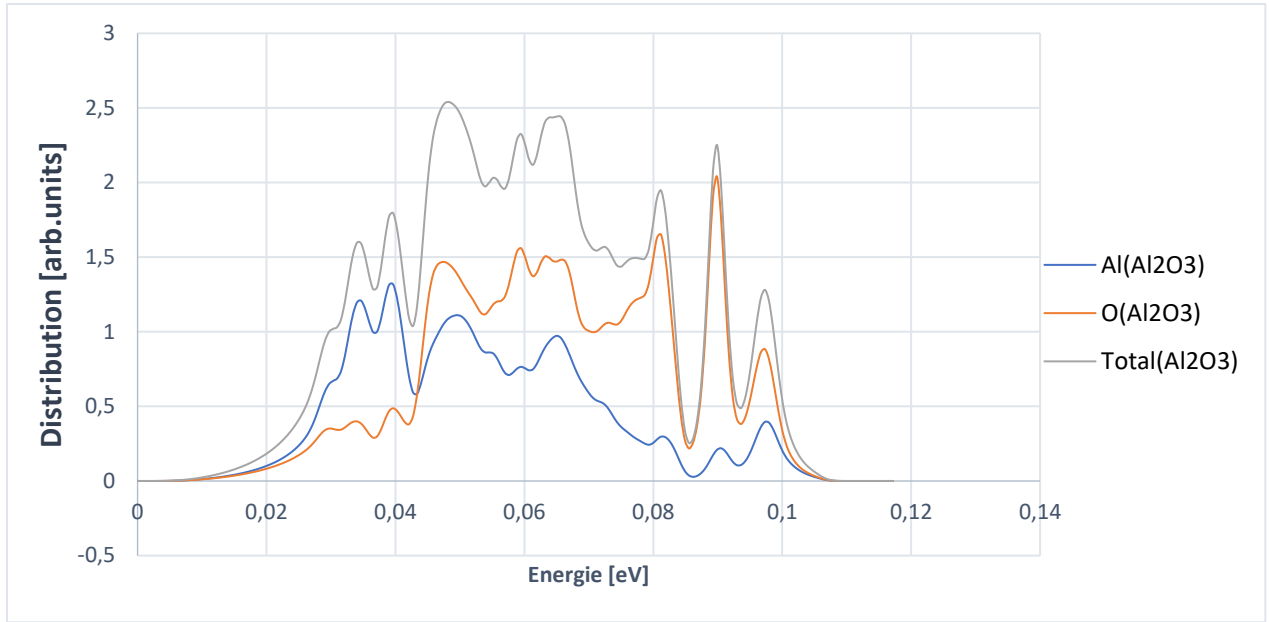


Figure II-11: Fréquence de phonon de Saphir générer par le code PhonoPy

Et pour le spectre de phonon de Bismuth, il a été généré à partir du code DFT Quantum-expresso [16], [17],

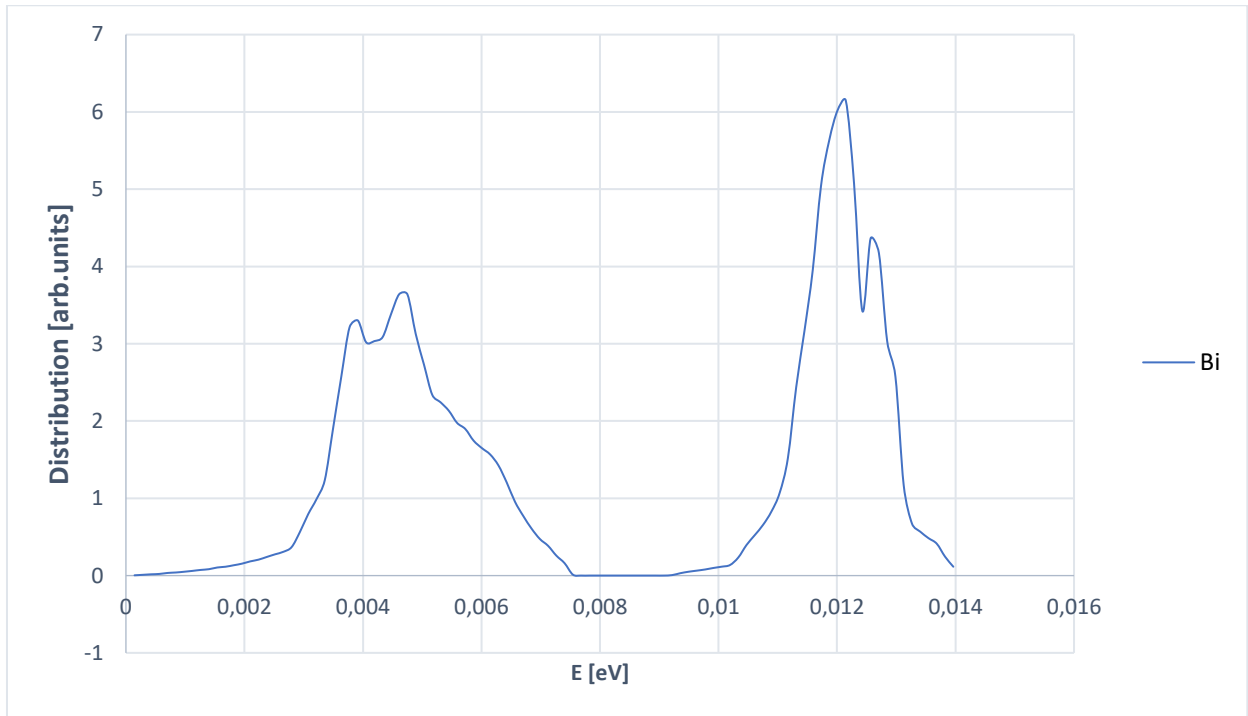


Figure II-12: fréquence de phonon de Bismuth générer par DFT Quantum-expresso

À partir de spectre de phonon montré dans les figures (II-11 et II-12), la génération et les données de la diffusion thermique de neutron pour le Saphir à la température 300k et pour le Bismuth à la température 300K et 80k, est traité par le module LEAPR du code NJOY. Après, est converti au format ACE par la fonction ACER.

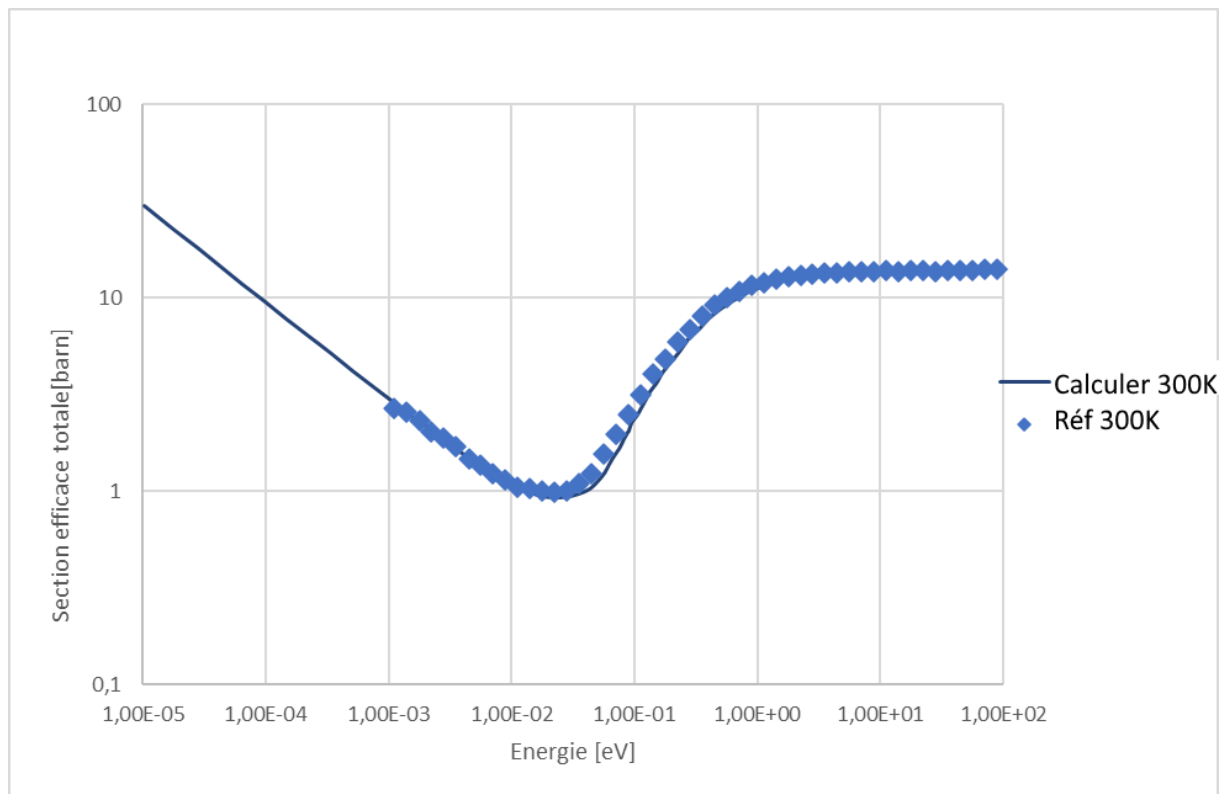


Figure II-13: Comparaison de la section efficace de Saphir calculer par le code NJOY et les données expérimentales

La figure ci-dessus montre la comparaison de la section efficace totale calculée par le code NJOY du Saphir après l'application de la modification de la diffusion thermique de neutron calculée avec le résultat expérimental [10].

Et la (figure II-14) présente la comparaison entre de la section efficace totale du Bismuth à la température ambiante et à la température de l'azote liquide calculer et simuler. Les valeurs calculées à l'aide du code NJOY sont acceptables avec les valeurs mesurées. Et, pour la différence entre les résultats dans la gamme d'énergie inférieure à $2,51.10^{-3}$ eV, dû aux calculs effectués supposant que le cristal de Bismuth est parfait, par contre en réalité il n'est pas 100% parfaite structure cristalline

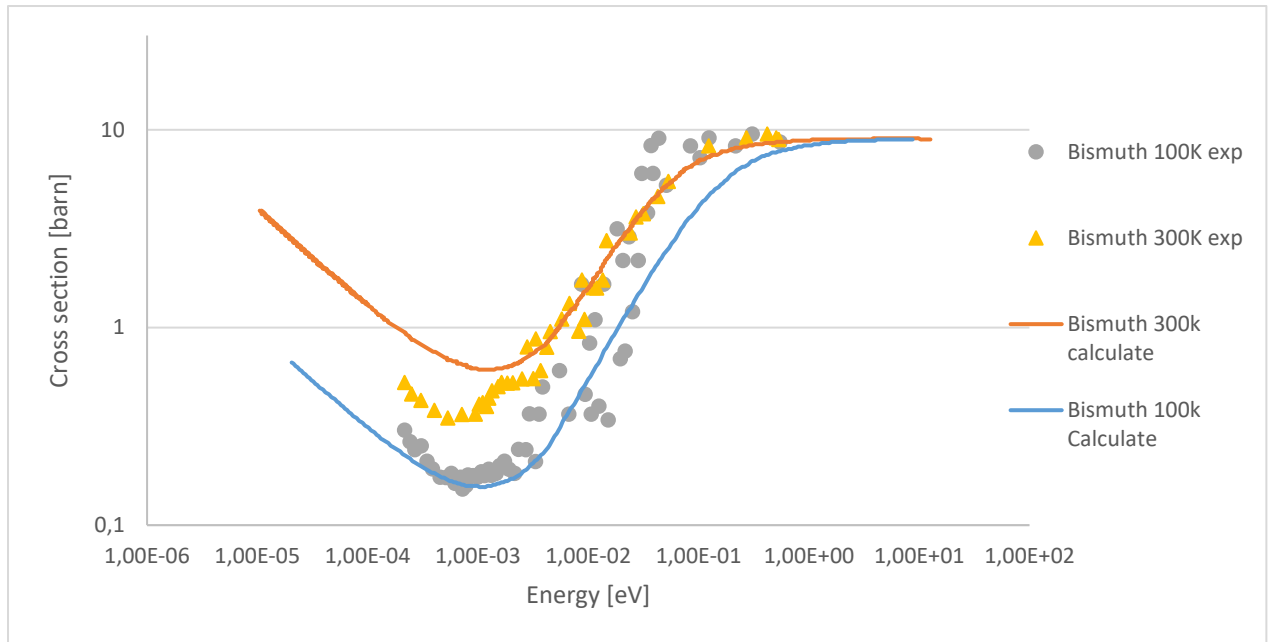


Figure II-14: Comparaison de la section efficace de Bismuth calculer par le code NJOY et donnée expérimentale

II-6. Conception de l'instrument PGAA

Les principaux composants de l'installation du système PGAA sont le collimateur, l'obturateur primaire, la jacket, conformateur de faisceau, la chambre d'irradiation, le stoppeur de faisceau, le guide super-miroir et le détecteur de germanium de haute pureté entouré de blindage contre les gamma et neutrons et le stoppeur de faisceau comme illustré à la (figure II-15). La solution la plus appropriée a été réalisée par les simulations de Monte-Carlo en considérations relatives aux résultats, à la faisabilité et aux coûts.

Dans cette section nous présentons les résultats de simulation relatives aux choix de la configuration optimale du collimateur, l'effet du filtre de saphir sur les composants du faisceau neutronique, les performances de l'obturateur du faisceau, la configuration optimale du conformateur du faisceau et du stoppeur du faisceau.

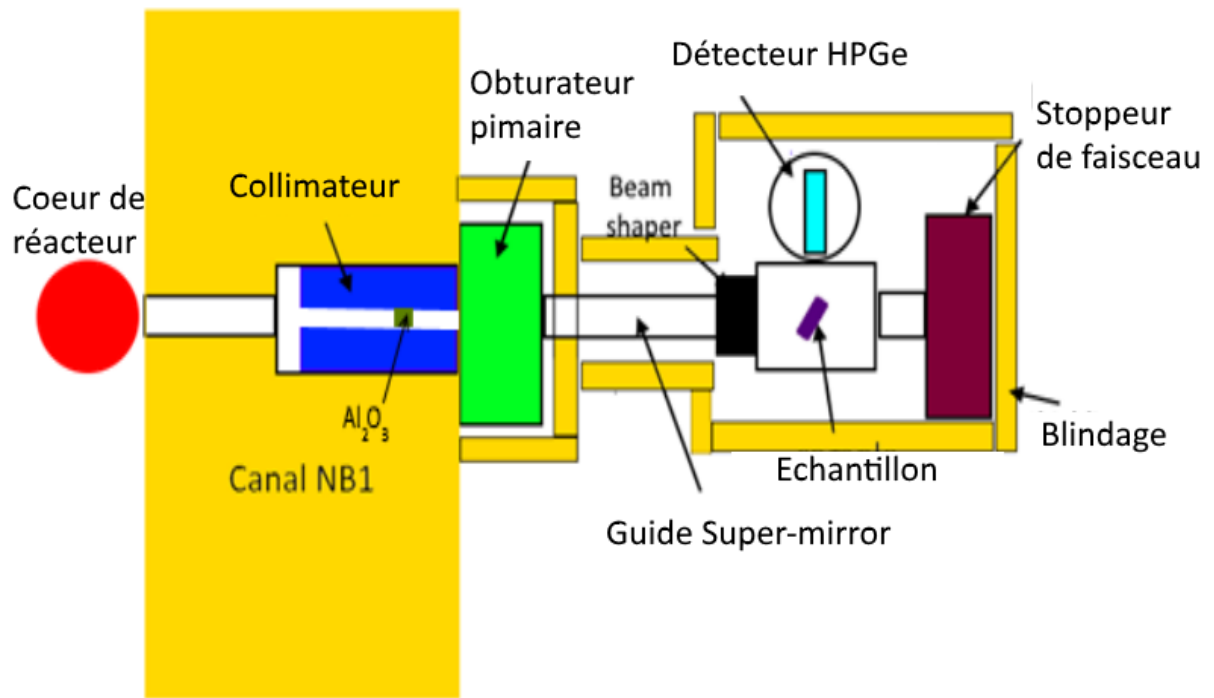


Figure II-15: Illustration schématique de l'installation PGAA

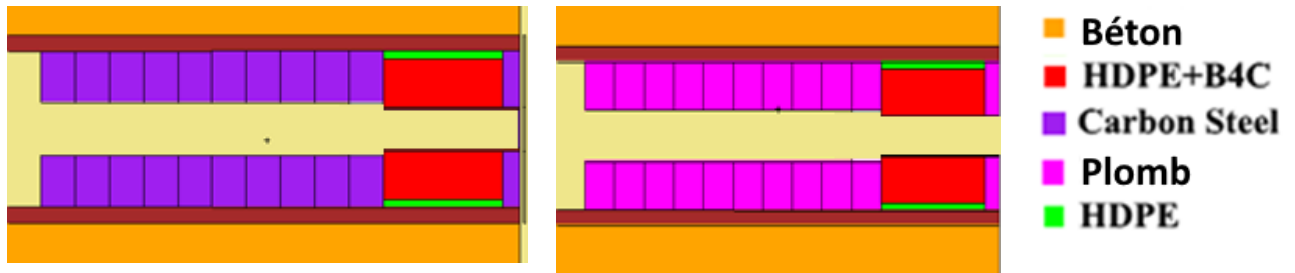
i. Collimateur

Le collimateur est installé dans le canal NB1. Son rôle est de réduire la divergence de faisceau neutronique et atténuer les neutrons énergétiques épithermiques et rapides. Dans cette section on a étudié quatre configurations de collimateur. Les principaux objectifs de cette étude sont : le choix du collimateur convenable pour optimiser la qualité du flux à la sortie de collimateur, le débit de dose des gamma, le gonflement des matériaux et l'activité du collimateur après l'irradiation.

a) Configuration 1a et 1b

La configuration 1a, se compose de deux parties principales, dont chacun joue un rôle particulier, à savoir des anneaux en acier au carbone doté d'une ouverture de 5 cm, assemblés pour former une longueur totale de 100 cm et du polyéthylène à haute densité borée (B₄C-HDPE) avec la même dimension à l'exception de 35 cm en longueur. Un anneau de fermeture en acier au carbone est introduit pour permettre une intégrité des différents éléments du collimateur (voir figure II-16). Le B₄C-HDPE thermalise les neutrons rapides qui s'échappent et absorbent les neutrons thermiques divergeant de l'ouverture du collimateur.

La configuration 1b reste la même que 1a sauf que les anneaux d'acier au carbone ont été remplacés par des anneaux en Plomb (+5%Sb).



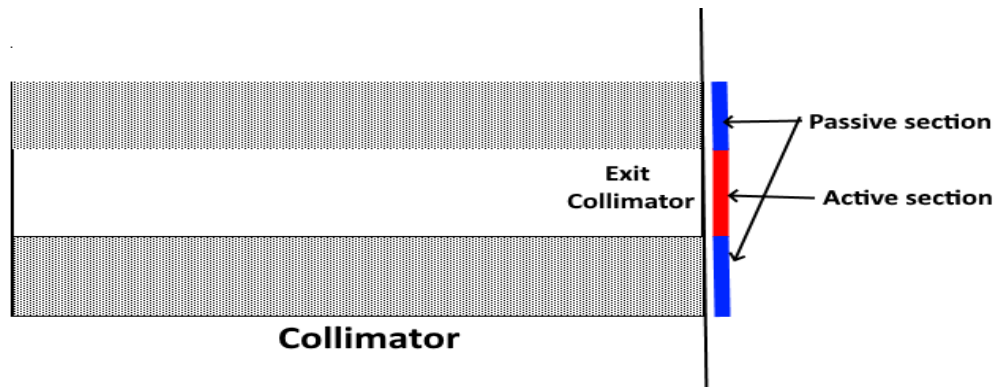


Figure II-18: Schémas représente la position de la section active et passive à la sortie de collimateur

c) Flux à la sortie du collimateur

Les composants du spectre neutronique à la sortie du collimateur pour les configurations 1a, 1b, 2a et 2b sont présentés dans les tableaux II-3 et II-4. Les résultats ont été classifiés en deux tableaux : le tableau II-3 présente les composants du faisceau de neutrons dans la section active et le tableau 2 présente les composants du faisceau de neutrons dans la section passive.

Aucun impact significatif sur les composants du flux neutronique dans la région active entre la configuration 1a et 1b et entre la configuration 2a et 2b, c.-à-d. pour une configuration le changement de matériau lourd n'a aucun effet sur le flux neutronique. Ceci est dû à la domination des contraintes géométriques. Les légères différences constatées dues aux différences de sections efficaces de diffusion entre l'acier au Carbon et le plomb+5%Sb (figure II-19). D'autre part, la configuration 1 a une intensité de flux supérieure d'environ 24% à celle de la configuration 2. Ceci est probablement dû principalement à l'utilisation d'un absorbeur de neutrons dans le long du collimateur pour la configuration 2. Cependant, la configuration 1 possède un absorbeur de neutrons à l'extrémité du collimateur où la diffusion est faible.

Tableau II—3: Comparaison de flux des neutrons entre configuration 1 et 2 dans zone active en (n.cm-2.s-1)

Énergie	Config 1a	Config 1b	Diff % ²	Config 2a	Config 2b	Diff % ³
0eV-0.5eV	4,63E+8	4,71E+8	1,70	3,49E+8	3,52E+8	0,85
0,5eV-1keV	1,83E+8	1,82E+8	-0,55	1,37E+8	1,35E+8	-1,48
1keV-1MeV	2,08E+8	2,08E+8	0,00	1,57E+8	1,53E+8	-2,61
1MeV-17,2 MeV	1,34E+8	1,37E+8	2,19	1,03E+8	1,03E+8	0,00
Total	9,87E+8	9,98E+8	1,10	7,45E+8	7,43E+8	-0,27

² (1b-1a)/ 1b%

³ (2b-2a)/ 2b%

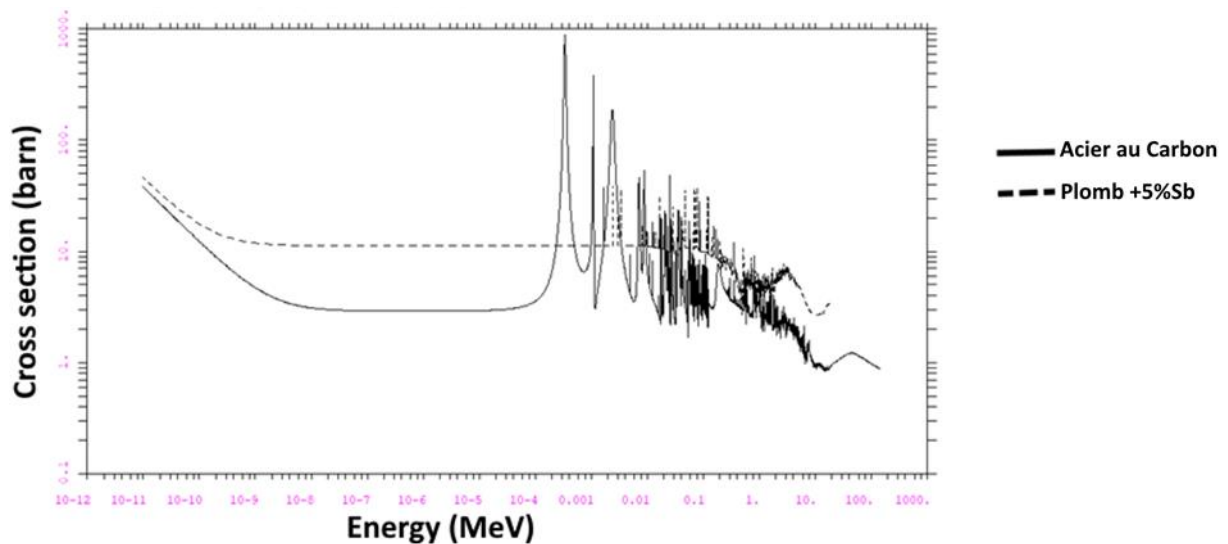


Figure II-19: Section efficace de diffusion de neutron pour l'Acier au Carbon et plomb+5%Sb en barn

Le bruit de fond neutronique induit dans la zone passive du collimateur, on remarque que la configuration 2 a le bruit de fond le plus bas.

L'utilisation d'acier au carbone dans la configuration 1 réduit le bruit de fond thermique et les neutrons rapides à plus de 29% et 13% respectivement par rapport au Plomb. De même, dans la configuration 2, l'acier réduit le bruit de fond des neutrons thermiques et rapides à 38,9 % et 16,2 % respectivement par rapport au plomb. Ceci s'explique par la différence de section efficace d'absorption entre les deux matériaux (figure II-20).

Tableau II—4: Comparaison de neutron flux entre configuration 1 et 2 dans zone passive en (n.cm-2.s-1)

Énergie	Config 1a	Config 1b	Diff %	Config 2a	Config 2b	Diff %
0eV-0,5eV	4,28E+6	6,10E+6	29,8	3,17E+6	5,19E+6	38,9
0,5eV-1keV	3,72E+6	3,77E+6	1,3	2,98E+6	3,02E+6	1,3
1keV-1MeV	4,82E+6	5,09E+6	5,3	3,89E+6	4,11E+6	5,4
1MeV - 17,2MeV	1,26E+6	1,45E+6	13,1	9,80E+5	1,17E+6	16,2
Total	1,41E+7	1,64E+7	14,00	1,10E+7	1,35E+7	18,52

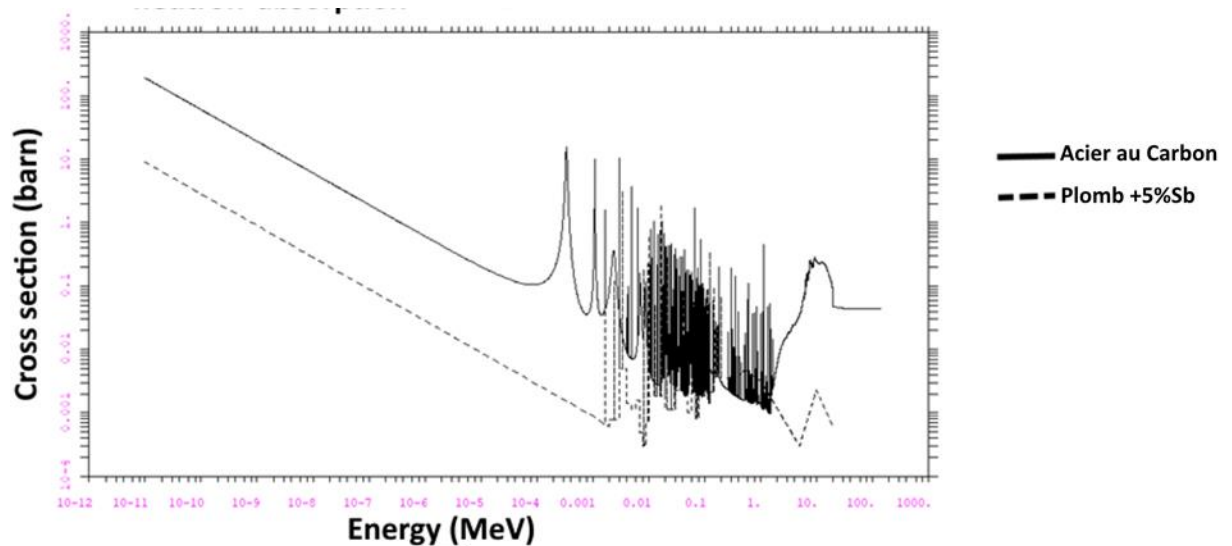


Figure II-20: Section efficace d'absorption de neutron pour l'Acier au Carbon et Plomb +5%Sb en barn

d) Débit de dose de gamma prompt

L'un des rôles du collimateur est de réduire la contamination des photons. Dans ce travail en limite sur les gamma grâce à ses énergies supérieures que les photons. Il y'a deux sources des gamma, 1^{er} les gamma provenant du cœur du réacteur et de la 2^{ème} les gamma produit par l'interaction neutron-matière. La simulation a examiné les deux types de sources pour déterminer le débit de dose, ceci a pour objet de déterminer la meilleure configuration du collimateur capable de minimiser le débit de dose pour les gamma.

D'après le tableau II-5, le Plomb+5%Sb réduit le total débit de dose gamma dans le faisceau de neutrons jusqu'à 4 % pour les deux configurations 1 et 2. La configuration 2 reste meilleure que 1 en ce qui concerne la contribution du débit de dose gamma. Le débit de dose gamma de source d'activation neutronique généré par l'acier est supérieur d'ordre de 10 % par rapport à celui généré par le Plomb.

Tableau II—5: Débit de dose gamma à la sortie du collimateur dans la zone active pour deux types de sources (Sv/h)

	Config 1a	Config 1b	Diff %	Config 2a	Config 2b	Diff %
Gamma de source neutron activation	2,88	2,61	-10,34	2,19	1,94	-12,89
Gamma de source cœur de réacteur	14,6	14,2	-2,82	11,6	11,3	-2,65
Total	17,48	16,81	-3,99	13,79	13,24	-4,15

D'autre part, à la base des données du tableau II-6, la configuration 1 réduit le total débit de dose gamma total dans la zone passive d'un facteur de 120% par rapport à la configuration 2. De plus, selon la section efficace totale de gamma du plomb+5%Sb est supérieur que l'acier au Carbon ce qui explique la configuration b ayant les minimums débit de dose par comparaison la configuration a (figure II-23).

Tableau II—6: Débit de dose gamma à la sortie du collimateur dans la zone passive pour deux types de sources (Sv/h)

	Config 1a	Config 1b	Diff %	Config 2a	Config 2b	Diff %
Gamma de source neutron activation	0,40	0,31	-28,57	1,28	1,15	-10,78
Gamma de source cœur de réacteur	0,18	0,08	-125,19	0,06	0,03	-66,28
Total	0,57	0,39	-48,22	1,34	1,19	-12,37

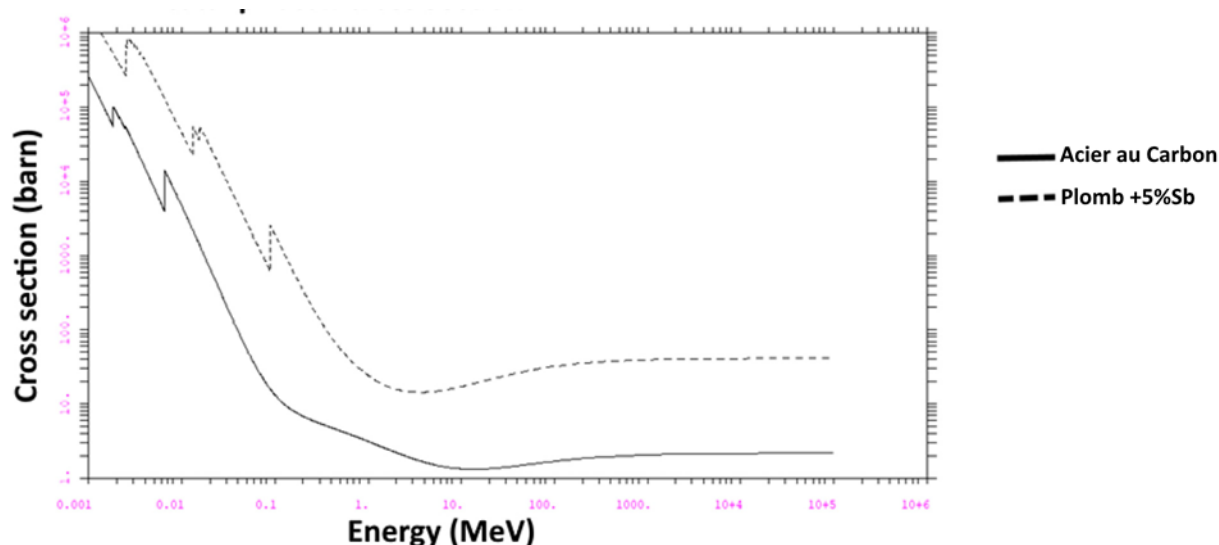


Figure II-21: Section efficace d'absorption de photon pour l'Acier au Carbon et Plomb +5%Sb en barn

e) Débit de dose des gamma retardés

L'émission de désintégration gamma induite par les radio-isotopes d'activation neutronique pourra avoir un impact relatif sur la qualité des résultats des analyses par la technique PGAA. Pour quantifier cet impact, on a supposé que le collimateur a été activé durant 2,5 ans. Les débits de dose générés à la sortie du collimateur pour les quatre configurations sont présentés aux (tableaux II-7 et II-8). Le tableau II-7 résume les résultats de la configuration 1 en utilisant

de l'acier au Carbon et de l'acier au Carbon recouvert par le nickel. L'épaisseur du revêtement de nickel est supposée être 10µm. Quelle que soit la configuration, il est clair que l'utilisation de l'acier au Carbon avec/sans nickel arrête tous les gamma induits émis par le collimateur. Par contre les résultats du débit de dose gamma retardé à la sortie du collimateur pour le plomb et le plomb+5% Antimoine (tableau II-8) montre un débit de dose gamma supplémentaire généré par l'antimoine activé.

Tableau II—7: Débit de dose en (Sv/h) pour le gamma retardé après activation du collimateur pendant 2,5 ans pour l'acier revêtu et non revêtu par le Nickel à la sortie du collimateur

		Configuration 1a et 2a						
		T=0	Décroissance 1 semaine	Décroissance 1 Moins	Décroissance 3 moins	Décroissance 6 moins	Décroissance 1 an	Décroissance 2 ans
Acier avec revêtement de nickel	Configuration 1a	2,24	<1E-6(4)	<1E-6	<1E-6	<1E-6	<1E-6	<1E-6
	Configuration 2a	1,66	<1E-6	<1E-6	<1E-6	<1E-6	<1E-6	<1E-6
Acier sans revêtement de nickel	Configuration 1a	2,26	<1E-6	<1E-6	<1E-6	<1E-6	<1E-6	<1E-6
	Configuration 2a	2,84	<1E-6	<1E-6	<1E-6	<1E-6	<1E-6	<1E-6

Tableau II—8: Débit de dose en (Sv/h) pour le gamma retardé après activation du collimateur pendant 2,5 ans pour plomb pur et plomb+5% Sb à la sortie du collimateur

		Configuration 1a et 1b						
		T=0	Décroissance 1 semaine	Décroissance 1 Moins	Décroissance 3 moins	Décroissance 6 moins	Décroissance 1 an	Décroissance 2 ans
Plombe	Configuration 1b	1,70	<1E-6	<1E-6	<1E-6	<1E-6	<1E-6	<1E-6
	Configuration 2b	1,45	<1E-6	<1E-6	<1E-6	<1E-6	<1E-6	<1E-6
Plombe + 5% Antimoine	Configuration 1b	1,84	3,11E-05	2,62E-05	2,24E-05	3,01E-06	9,34E-06	1,98E-06
	Configuration 2b	1,75	2,04E-05	1,69E-05	2,79E-06	2,08E-06	9,39E-06	1, 65E-06

f) DPA (déplacement par atome)

Pour l'examen des dégâts dus par l'irradiation pour les composants du collimateur, on a simulé le fichier input du concept PGAA et on a défini pour chaque cellule la *tally* F4 (flux volumique).

La section efficace de déplacement est une mesure de référence employée pour caractériser et comparer les dommages causés par les radiations induites par des neutrons et des particules chargées en matériaux cristallins. Pour évaluer le nombre d'atomes déplacés, Norgett, Torrens et Robinson » ont proposé en 1975 une norme (NRT-DPA)[18].. Pour déterminer le DPA facteur de déplacements par atome. Par exemple, on dit que le matériau a reçu une dose de 100 DPA si chaque atome a été déplacé en moyenne 100 fois. Pour déterminer cette quantité, on a

⁴ Seuil statistique

calculé la section efficace de déplacement des matériaux par le code SPECOMP (Distribution de 2013) et le flux par le tally F4. Ces données sont utilisées par le code SPECTER[19] pour calculer le DPA.

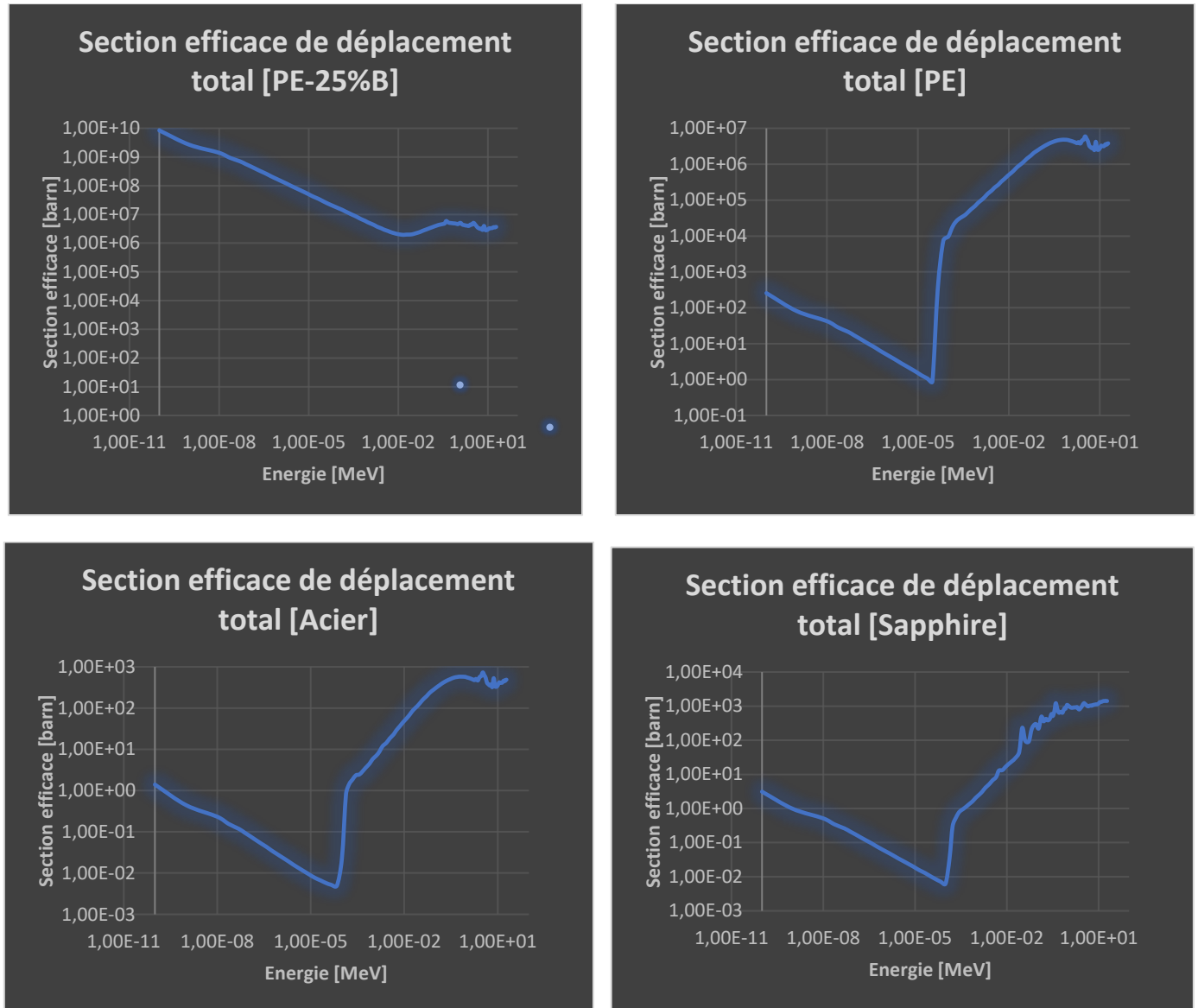


Figure II-22: Section efficace de déplacement pour les matériaux de collimateur

Tableau II—9: DPA accumuler pour chaque configuration sous l'irradiation de flux neutronique durant une année

	Config-1a	Config-1b	Config-2a	Config-2b
HDPE	7,4921E-05	7,4916E-05	-	-
HDPE- 25%B₄C	2,4329E-08	3,1783E-08	1,3410E-06	3,9918E-06
Acier	1,4467E-06	-	3,2698E-07	-
Plomb	-	1,5983E-05	-	2,9616E-06

g) Choix de collimateur

Pour décider les matériaux et de la configuration du collimateur les plus appropriés pour le l'installation PGAA, deux configurations ont été séparément étudiées en utilisant l'acier au carbone et le plomb comme matériaux lourds. L'utilisation de l'acier au carbone permet de gagner 24 % de l'intensité de flux neutronique par rapport à l'utilisation du plomb. Cela en fait est un choix approprié pour les installations nécessitant une intensité de flux aussi élevée. Par ailleurs, l'utilisation de l'acier au carbone réduit le fond neutronique de plus de 14% par rapport au plomb.

La configuration 1, cependant, ne convient pas aux systèmes de mesure installée à proximité du tube à faisceau en raison du bruit de fond neutronique plus élevé par rapport à la configuration 2. En outre, l'utilisation d'acier au carbone nickelé ou non n'a pas un effet significatif sur le niveau du bruit de fond gamma autour du tube du faisceau.

D'autre part, la configuration 1 peut être considérée comme plus appropriée que la configuration 2, pour les systèmes installés en voisinage du tube à faisceau en raison de son fond gamma plus faible. Pour l'irradiation à long terme, l'utilisation du plomb avec de l'Antimoine génère un fonds supplémentaire qui peut avoir un impact sur les mesures de dose dans l'environnant d'installation PGAA. Le plomb avec de l'antimoine ne convient donc pas pour être utilisé autour des instruments de mesure. De plus, le plomb seul ne convient pas pour le blindage contre les rayonnements dans une installation nucléaire à cause de sa faible rigidité. D'autre part, on constate aussi le problème de gonflement de matériau dû au rayonnement neutronique, ce qui est illustre dans le tableau II-9 et finalement, le plomb ne convient pas aux grandes structures et ne résiste pas aux conditions à haute température (phénomène de déformation).

En conclusion, étant donné que l'installation PGAA nécessite un taux de flux élevé, combiné au fait que le système de mesure est éloigné de la sortie du tube de faisceau, la configuration 1 avec des anneaux en acier au carbone est jugée plus appropriée pour le collimateur pour l'installation PGAA.

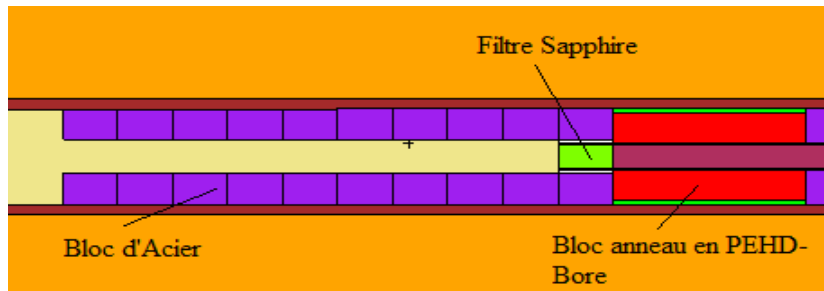


Figure II-23: Section transversale de la configuration idéale de collimateur moyennant MCNP

La figure ci-dessous représente la transmission de flux neutronique dans le collimateur pour quatre intervalles énergétiques 0-0,5 eV, 0,5 eV-1 keV, 1 keV-1 MeV et 1 MeV-17,2 MeV.

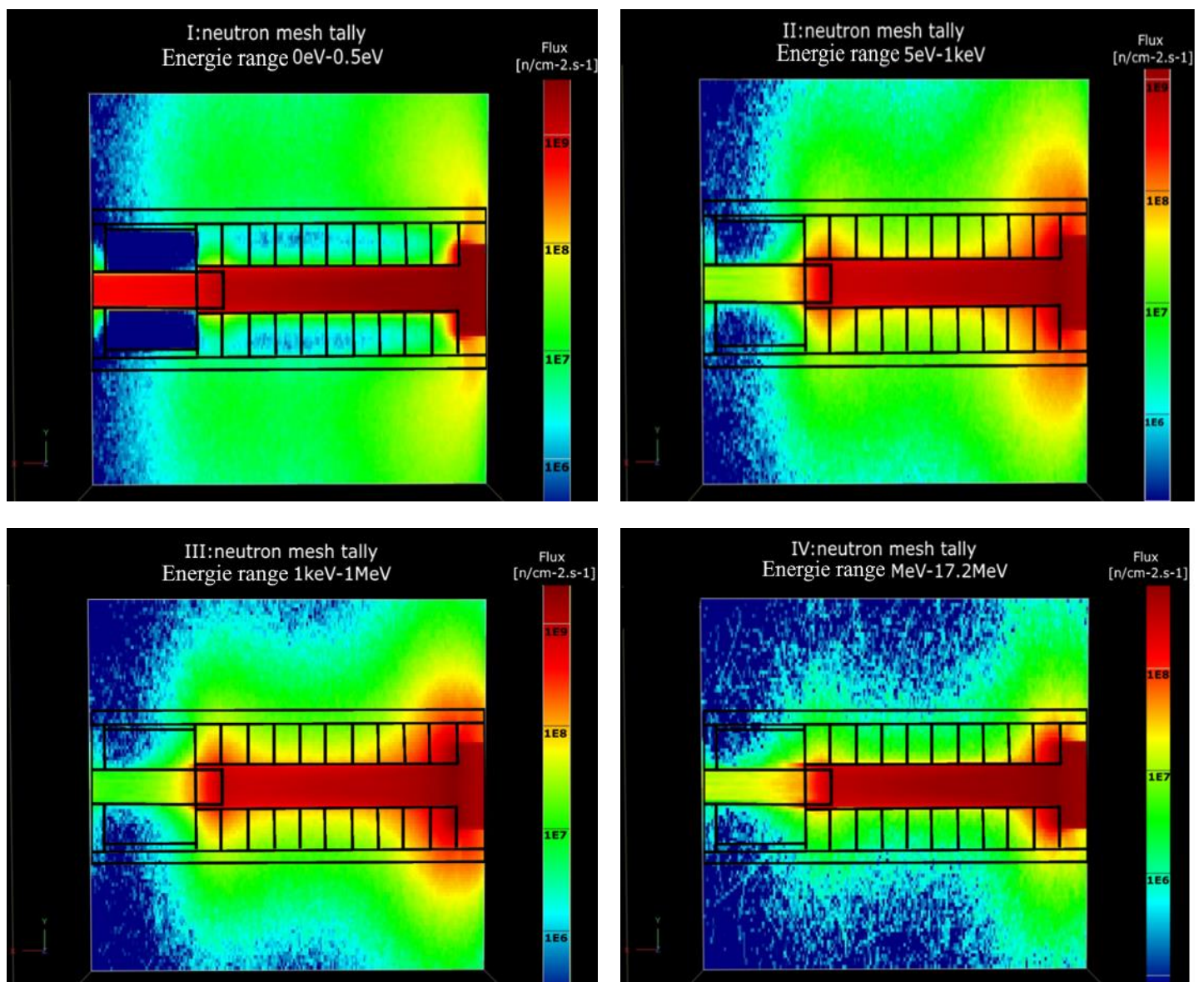


Figure II-24 : - I: Résultat Mesh tally pour les neutrons ayant une énergie entre 0eV et 0.5eV -II: Résultat Mesh tally pour les neutrons ayant une énergie entre 0.5eV et 1keV -III: Résultat Mesh tally pour les neutrons ayant une énergie entre 1keV et 1MeV -IV: Résultat Mesh tally pour les neutrons ayant une énergie entre 1MeV et 17.2MeV

Cette étude évalue quatre aspects du collimateur de faisceau de neutrons et du filtre saphir pour l'installation PGAA du CENM. Ces aspects concernent principalement les rapports Φ_{th}/Φ_{ep} et Φ_{th}/Φ_{fast} , le bruit de fond neutronique et la divergence neutronique au niveau du tube à faisceau dédié. Il est conclu que le saphir de 10 cm de long pourrait obtenir une bonne augmentation des rapports $\Phi_{thermique}/\Phi_{epithermique}$ et $\Phi_{thermique}/\Phi_{rapide}$ tout en conservant une valeur de flux de neutrons thermiques suffisamment optimale pour maintenir de bonnes performances de l'installation PGAA (table II-10). La divergence résultante du faisceau à la sortie du collimateur est de $2,05^\circ$ (équation II-17). Le collimateur réduit le bruit de fond neutronique à environ trois ordres de grandeur à la sortie du tube du faisceau de neutrons (figure II-25).

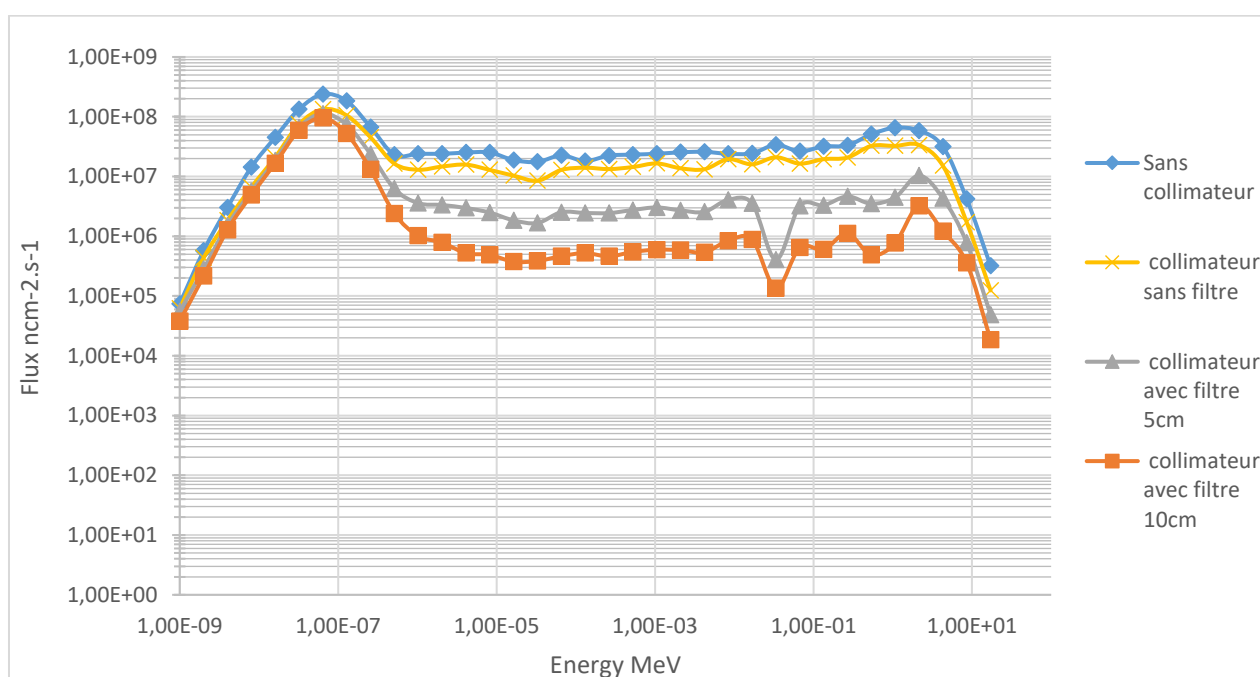


Figure II-25 : Spectre neutronique calculé pour le canal NB1 vide, le collimateur sans filtre et le collimateur avec filtre Saphir pour une longueur de 5 cm et 10 cm, respectivement, à la sortie du canal.

Tableau II—10: Rapport du flux thermique au flux épithermique et du flux thermique au flux neutronique rapide

Longueur de Saphir	0 cm	5 cm	10 cm
$\Phi_{thermique}/\Phi_{épithermique}$	4,17	9,59	32,36
$\Phi_{thermique}/\Phi_{rapide}$	2,65	6,43	21,35

ii. Obturateur primaire

L'obturateur primaire est installé juste à la sortie du canal NB1. Il se compose de deux sections placées verticalement dédiées pour arrêter ou laisser le faisceau de neutrons. La première section, constituée de matériaux absorbant les neutrons et les gamma, agit comme un stoppeur du faisceau. La deuxième est dotée d'une ouverture conçue pour minimiser les fuites de neutrons et absorber les neutrons divergents. Ces deux blocs se déplacent verticalement grâce à un moteur pneumatique (figure II-26).

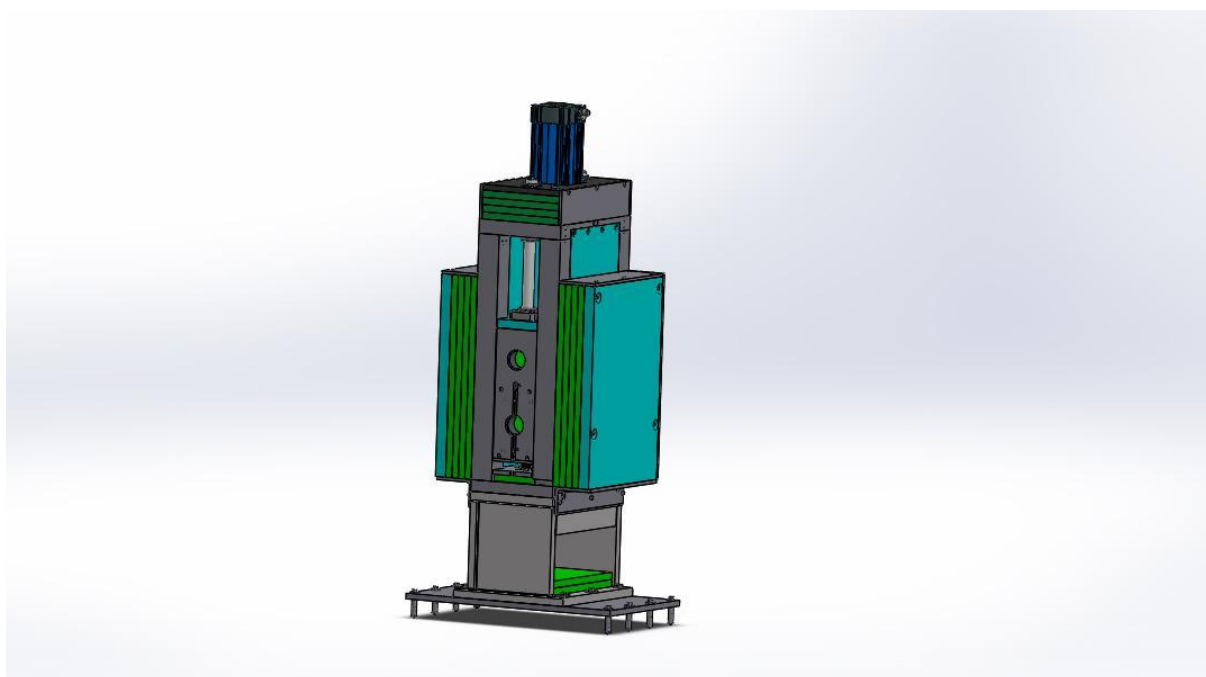


Figure II-26: Module numérique d'obturateur primaire

La figure II-27 représente le modèle MCNP de l'obturateur primaire. Il est composé de deux sections. Conçue pour arrêter le faisceau neutronique, la première section est constituée du Polyéthylène boré (PE-Boré), une succession de cinq sandwichs composés chacun de Polyéthylène, Mirrobor et l'acier. Le tout est enveloppé par le plomb.

La deuxième section permet de laisser passer le faisceau des neutrons. Les rayons de l'ouverture de l'entrée et de sortie sont 2,25cm, 3,4cm respectivement. Le filtre de Bismuth est placé à l'entrée de cette section pour objectif d'éliminer les photons et réduire les neutrons épithermiques et rapides présents dans le faisceau.

Le contrôle de l'obturateur primaire est assuré à distance grâce à un moteur pneumatique doté d'un compresseur. Du fait que l'obturateur se déplace verticalement, la possibilité de

fermeture par gravitation est intégrée en cas de coupure d'électricité ou en cas de fermeture d'urgence.

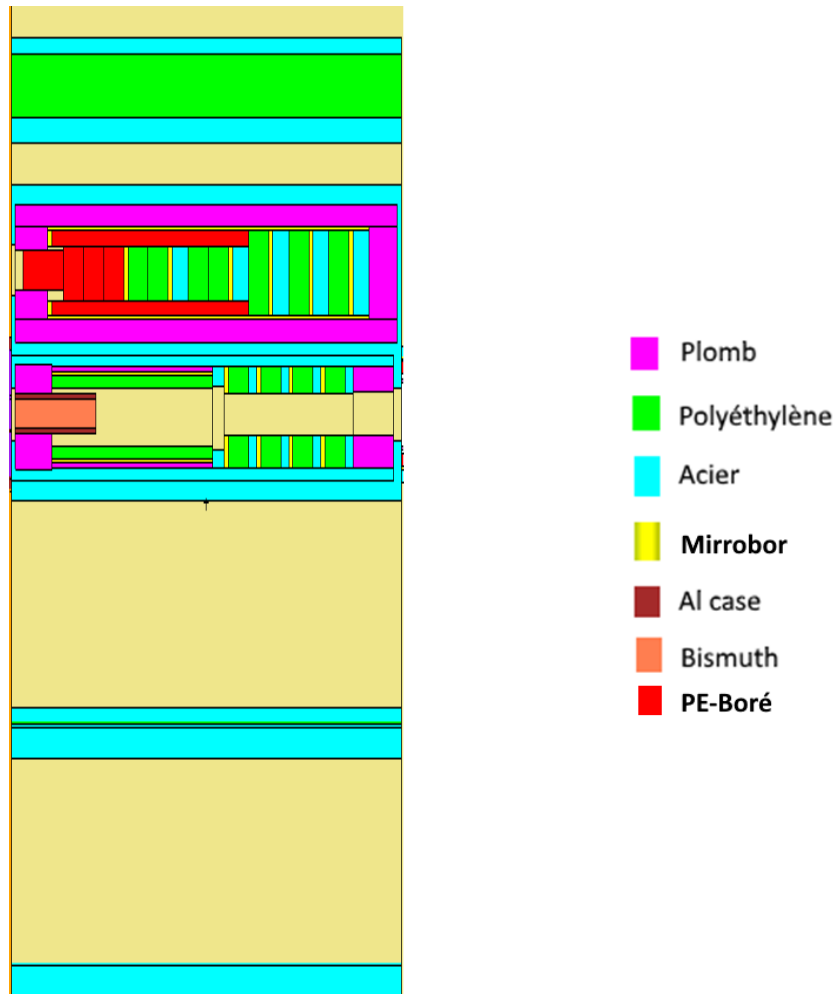


Figure II-27: Section longitudinale de l'obturateur primaire moyennant le code MCNP

a) Obturateur primaire cas ouvert

D'après la section précédente, il y'a encore des neutrons épithermiques et rapides et une grande valeur de contamination gamma pour cela on a introduit le filtre de Bismuth refroidi par le nitrogène liquide. Les neutrons divergents sont absorbés par une série de sandwichs composés de trois matériaux, le polyéthylène pour la thermalisation de neutron rapide suivi par le Mirrobor pour absorber les neutrons thermiques. Et enfin l'acier pour l'absorption des gamma produits.

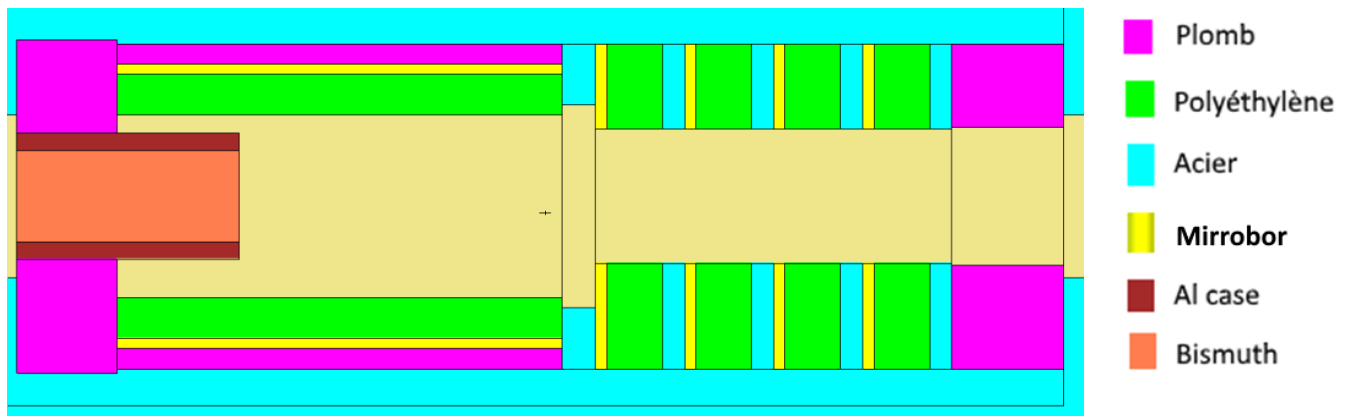


Figure II-28: Section transversale de la partie qui laisse le faisceau de l'obturateur primaire moyennant le code MCNP

La figure II-29 représente la distribution énergétique du flux neutronique à l'entrée et la sortie de l'obturateur. Dans la zone thermique, il y'a une réduction de flux thermique de l'ordre de 6,5 %, par contre dans les zones épithermique et rapide qui sont réduites par 10%, 9% respectivement.

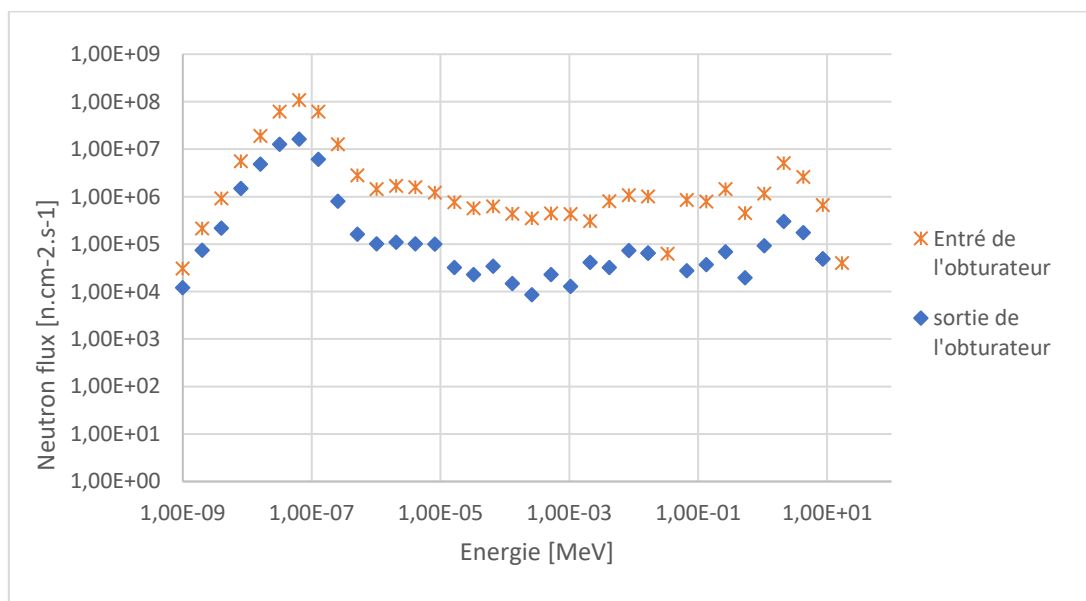


Figure II-29: Distribution énergétique du flux neutronique à l'entrée et la sortie de l'obturateur cas ouvert

Aussi le filtre de Bismuth réduit le débit de dose de 1,7 Sv/h à $6,62 \cdot 10^{-3}$ Sv/h pour les gamma produits par l'interaction neutron-matière et de 3,92 Sv/h à $2,63 \cdot 10^{-2}$ Sv/h pour les gamma provenant du cœur du réacteur (figure II-30).

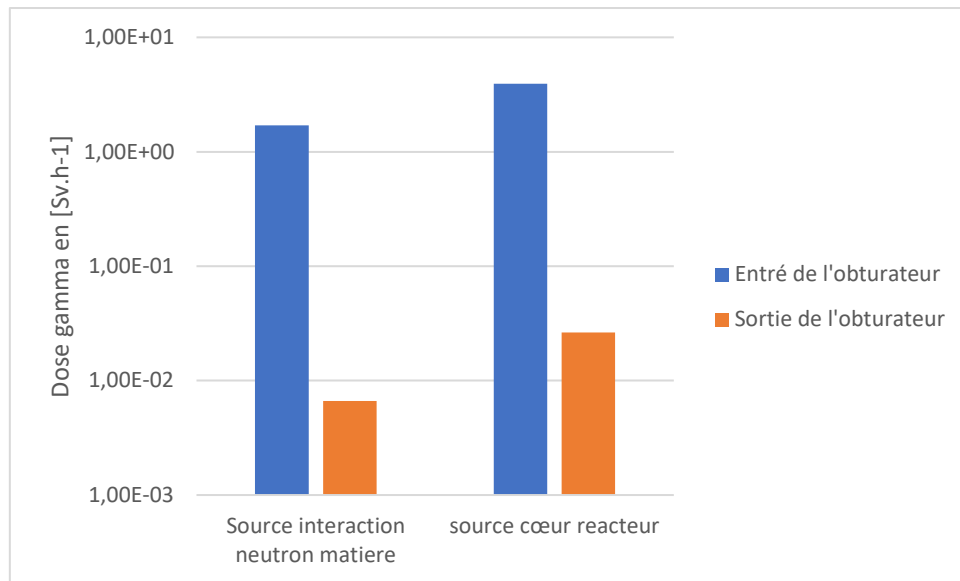


Figure II-30 : Histogramme représente le débit de dose à l'entrée et sortir d'obturateur (Sv.h-1)

b) Obturateur primaire cas fermé

Pour assurer la réduction de l'exposition autour de l'instrument PGAA et la salle de réacteur où l'obturateur est fermé. Il doit désigner cette section dans le but d'arrêter les neutrons et les gamma. À l'entrée il y'a polyéthylène boré pour absorber les neutrons thermiques et thermaliser les neutrons rapides suivis de cinq sandwichs composés de polyéthylène, Mirrobor et l'acier. Entouré par le plomb de l'objectif de thermaliser les neutrons puis les absorber et enfin absorber les photons produits par les processus précédents.

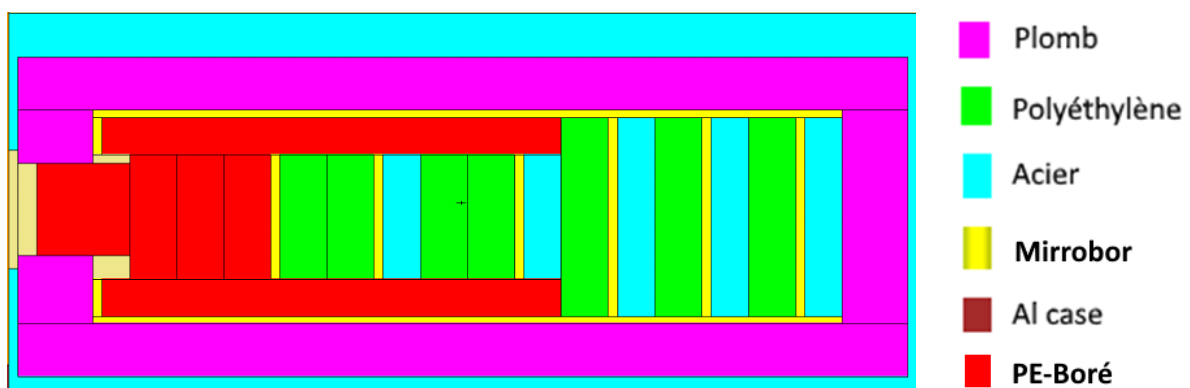


Figure II-31: Section transversale de la partie qui bloque le faisceau de l'obturateur primaire moyennant le code MCNP

L'obturateur statue fermé est capable d'arrêter de 97%⁽⁵⁾ des neutrons comme il est montré dans la (figure II-32). Et réduire le débit de dose de gamma produit par l'interaction neutron-matière jusqu'à $1,83.10^{-4}\text{Sv/h}$ et le débit de dose de gamma source de réacteur jusqu'à $3,57.10^{-3}\text{Sv/h}$ (figure II-33).

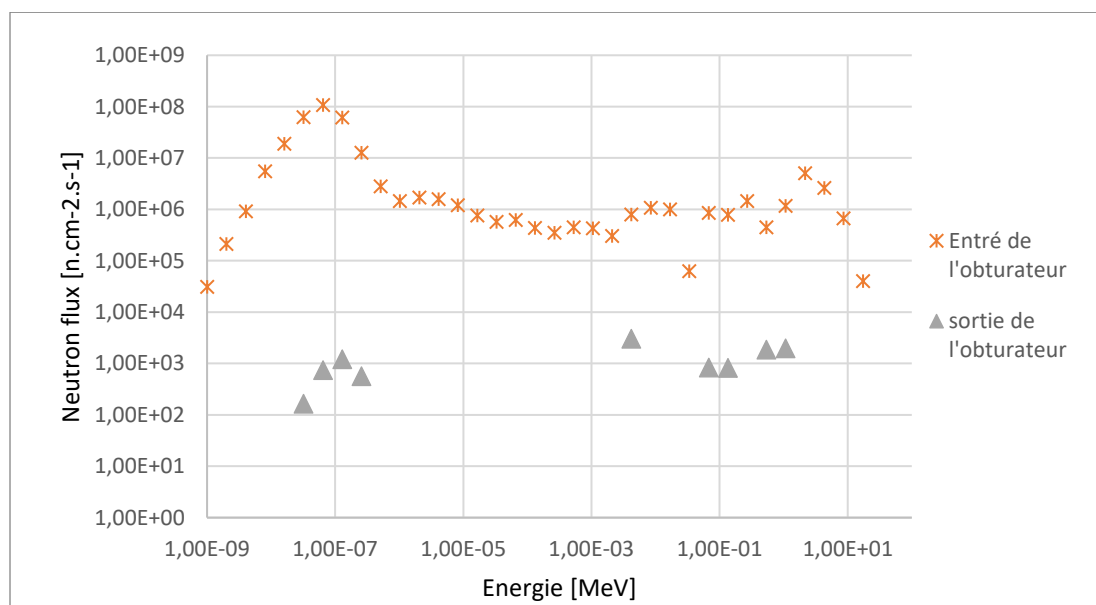


Figure II-32: Distribution énergétique du flux neutronique à l'entrée et la sortie de l'obturateur cas fermé

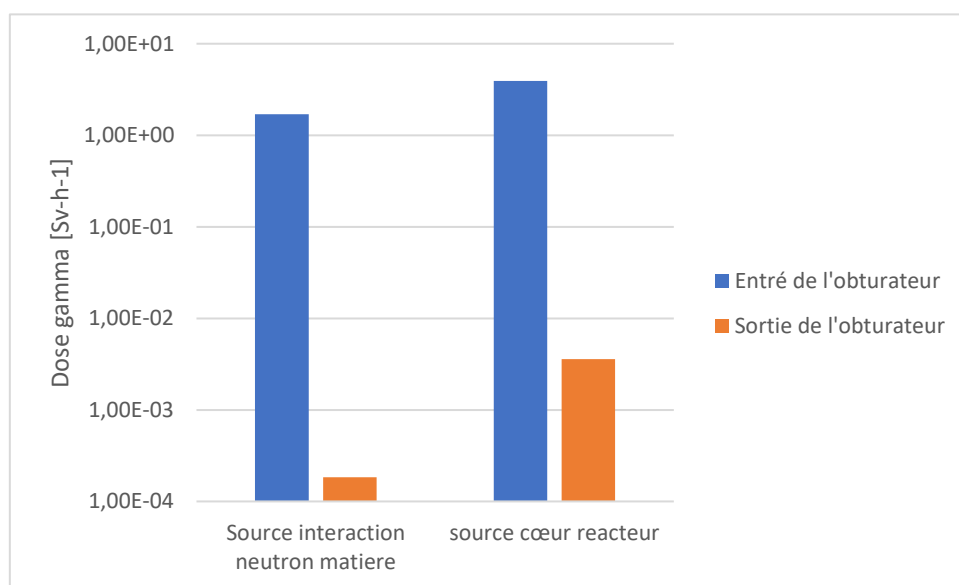


Figure II-33 : Histogramme représente le débit de dose à l'entrée et sortie d'obturateur (Sv.h-1) cas fermé

⁵ Erreur relative

iii. Neutron guide Super Mirror

Le guide à neutron super-miroir) se compose principalement de miroirs enduits de multicouches (verres) traités avec le Ti et Ni. L'utilisation de tels revêtements multicouches dans les guides de neutrons permet d'améliorer considérablement le transport des neutrons thermiques. Le guide super-miroir (Figure II-34) utilisé dans l'installation PGAA est de 4 m de longueur, avec une section transversale de 2,5 cm de largeur et 10 cm de hauteur [20][30].

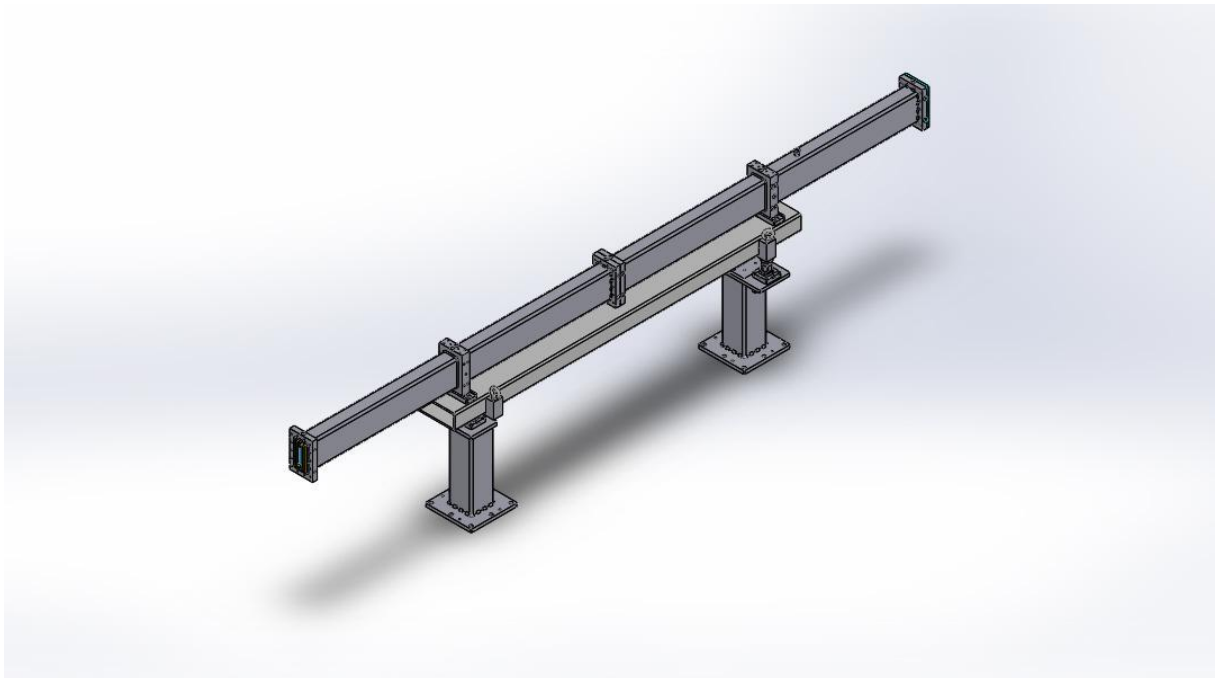


Figure II-34 : Module numérique de guide super-miroir

iv. L'obturateur secondaire

L'obturateur secondaire (Figures II-35 et II-36) ou bien l'obturateur rapide sera installé entre la chambre d'irradiation et l'extrémité du guide à neutron. Il sera contrôlé par ordinateur par un moteur électrique. Il doit assurer une fermeture/ouverture rapide du faisceau entre deux expériences. Son rôle principal est de protéger les personnes travaillant dans la salle entre deux irradiations successives.



Figure II-35: Photo de l'obturateur secondaire vu 1



Figure II-36: Photo de l'obturateur secondaire vu 2

v. Conformateur de faisceau

Le conformateur de faisceau est installé après le guide du super miroir pour contrôler la dimension du faisceau en fonction des dimensions de l'échantillon. La dimension de la section du faisceau d'entrées est de 2,5cm * 10cm tandis que trois dimensions de sortie sont disponibles à savoir 2,5 cm * 2,5cm; 2cm * 2cm et 1cm * 1cm.

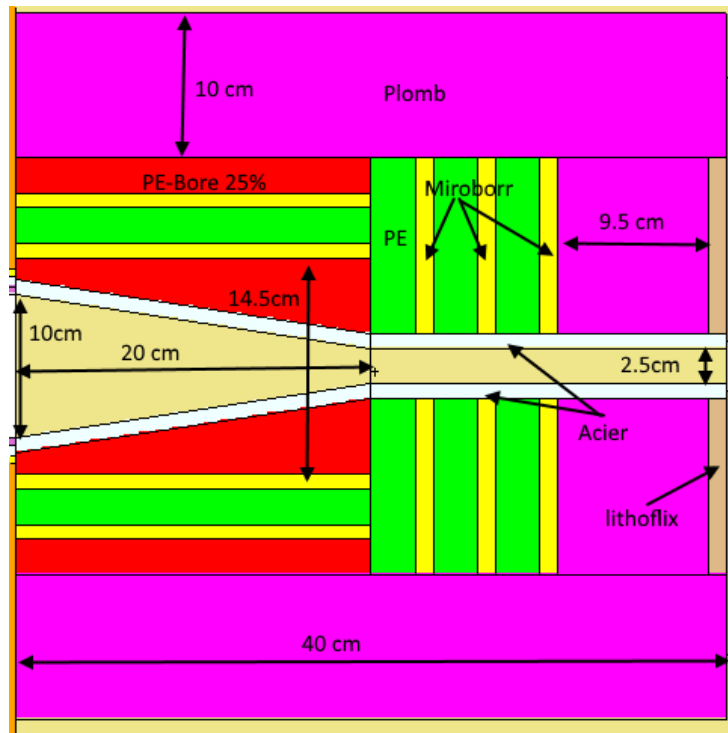


Figure II-37: Section transversale de Conformateur de faisceau configuration 2.5cm*2.5cm moyennant le code MCNP

La dimension de guide dans ses deux extrémités est 2,5cm*10cm ce qui correspond à la même configuration à l'entrée du conformateur. La sortie de ce dernier à une largeur verticale réduite de 10 cm à 2,5 cm en gardant la même dimension de la largeur horizontale. La (figure II-38) montre le résultat Mesh tally pour le flux des neutrons, est capable de réformer la dimension de faisceau et une grande performance pour arrêter les neutrons indésirables. Pour les gamma produits par l'interaction neutron-matière sont absorbés par la cavité de plomb voir (figure II-39).

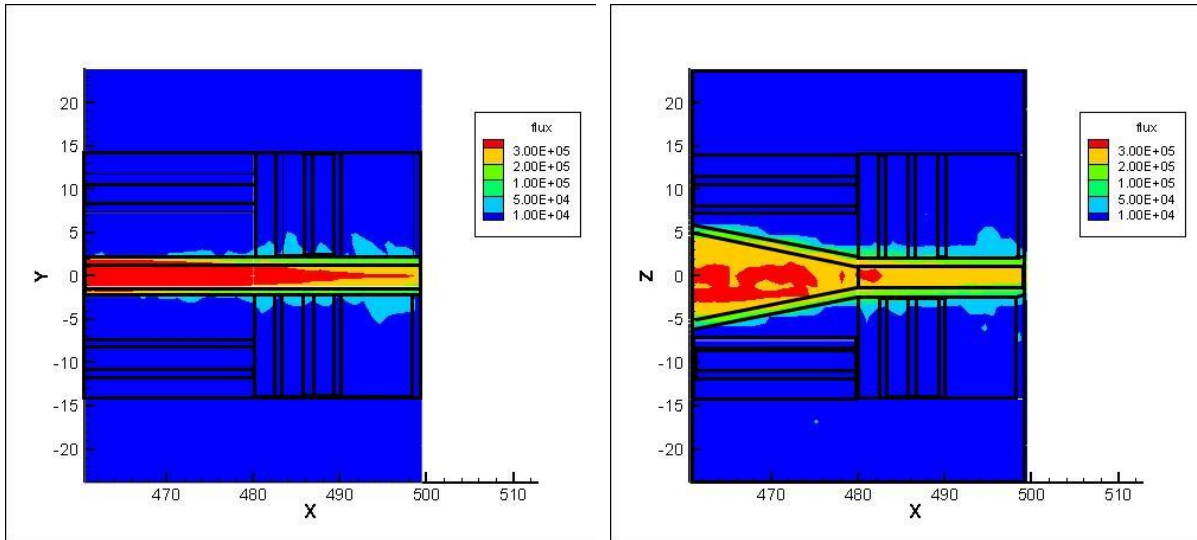


Figure II-38 : Mesh tally neutron flux pour le conformateur de faisceau configuration 2,5cm*2,5cm en n.cm-2.s-1 (droite : Section longitudinale , gauche : Section transversale)

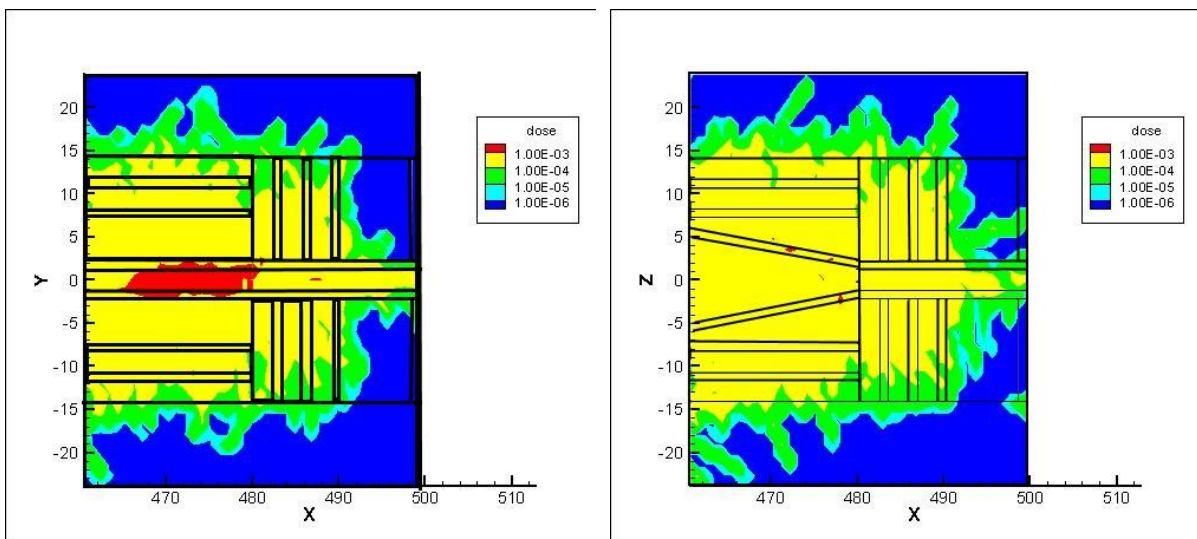


Figure II-39 : Mesh tally gamma débit dose pour le conformement de faisceau configuration 2,5cm*2,5cm en Sv/h (droite : Section longitudinale, gauche : Section transversale)

vi. La chambre d'irradiation

La chambre d'irradiation est une enceinte en aluminium ayant une forme parallélépipédique de dimension 14,5x14,5x17,5 (voir figure II-40). Grâce à sa courte durée de vie, l'aluminium est utilisé pour construire la chambre d'irradiation comme pour le guide de neutron. Les parois internes de la chambre sont alignées des feuilles de Li-Polymère hautement enrichie en ^6Li ayant une épaisseur de 2,4 mm. Le lithium permet d'absorber les neutrons suivant la réaction

${}^6\text{Li} (n, \alpha) {}^3\text{H}$ sans émission de gamma du tout. Le Tritium produit réagit avec les éléments légers (O, F,...).



Figure II-40 : Photo de chambre d'irradiation à l'intérieur converti par feuil de LiF blinder par Al

Et le flux des neutrons en fonction d'énergie en position de l'échantillon est présenté dans la figure ci-dessous. Ce flux a été obtenu par la simulation de l'input du concept PGAA par MCNP6.2.

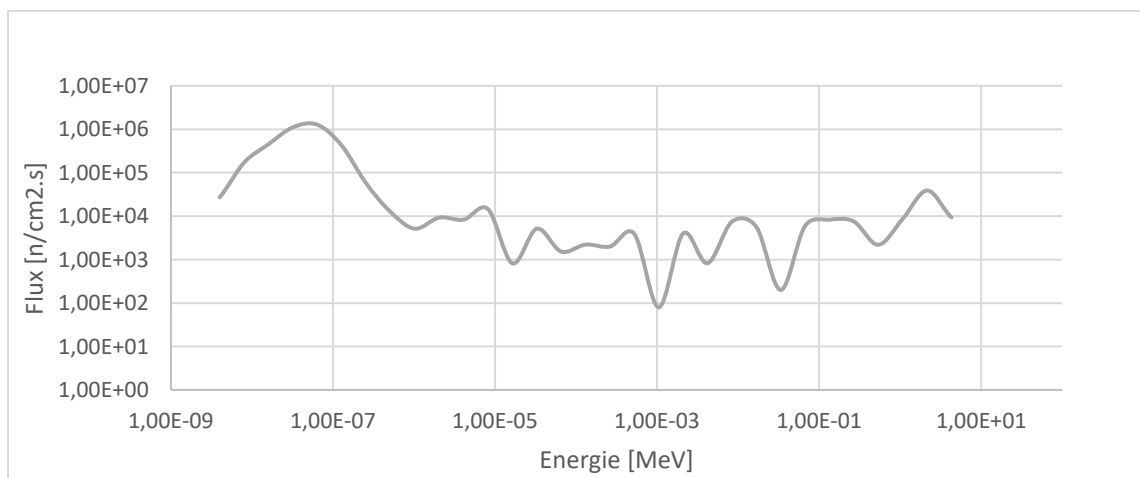


Figure II-41 : Flux des neutrons dans la position de l'échantillon simulé par le code MCNP

vii. Détecteur HPGe

La désintégration des noyaux composant l'échantillon nécessite la caractérisation d'un grand nombre de raies gamma d'énergies distinctes. Ces énergies s'étendent de 30 keV à 12 MeV, et selon les isotopes, plusieurs de ces énergies peuvent être séparées par seulement quelques keV et dans un détecteur à semi-conducteur, les porteurs d'information du rayonnement sont les paires électron-trou. La résolution énergétique plus élevée d'un détecteur à semi-conducteur par rapport à un scintillateur est due au plus grand nombre de porteuses pour un rayonnement incident donné. Pour cette raison les détecteurs au germanium de haute pureté HPGe conviennent bien pour le système d'analyse PGAA.

Pour les détecteurs HPGe, l'énergie moyenne de la particule chargée primaire nécessaire pour créer une paire électron-trou (énergie d'ionisation) est de 3 eV. Cette valeur varie avec la température, c.-à-d. elle augmente avec la baisse de la température.

Le taux de comptage d'un pic de gamma prompt est donné par la relation suivante :

$$C = \frac{mN_a}{M} \varphi \varepsilon(E_\gamma) f \sigma P_\gamma = \frac{mN_a}{M_a} \varphi \varepsilon(E_\gamma) f \sigma_\gamma \quad (\text{II-11})$$

Avec :

C le taux de comptage des rayons gamma d'une ligne d'énergie particulière ; m la masse de l'élément ; f l'abondance isotopique de l'isotope ; N_a le nombre d'Avogadro ; M_a la masse atomique de l'élément ; σ la section efficace de capture microscopique de l'élément ; ε l'efficacité de détection gamma ray ; φ taux de flux neutronique incident sur un échantillon de masse m ; et P_γ Probabilité d'émission du rayon gamma avec l'énergie donnée, qui est la fraction des photons émis par capture.

L'efficace de détecteur est le rapport entre le nombre d'impulsions enregistrées et le nombre de rayons gamma émis par la source. Elle dépend de la géométrie de l'échantillon, de la distance échantillon-détecteur et de l'énergie de la raie gamma. L'efficacité absolue comprend l'effet de l'angle solide par rapport à la surface du cristal de détecteur. Dans les conditions expérimentales du PGAA, l'émission de rayons gamma par l'échantillon peut être considérée comme isotrope. En négligeant les effets d'atténuation entre la source et le détecteur. Le nombre de photons dans le photopique N , mesuré sur une période de temps T est donné par l'équation II-13

$$C = \frac{S \varepsilon_{ip} \Omega}{4\pi} T \quad (\text{II-12})$$

Avec :

S : nombre de photons émis par la source dans le temps T

ε_{ip} : Efficacité intrinsèque du détecteur

Ω : L'angle solide (en stéradians) sous-tendu par le détecteur à la position source. Il est défini :

$$\Omega = \int_A \frac{\cos \theta}{d^2} dA \quad (\text{II-13})$$

Avec :

θ : L'angle entre sa direction normale et la direction de la source

d : La distance entre la source et l'élément de surface

dA : la surface élémentaire

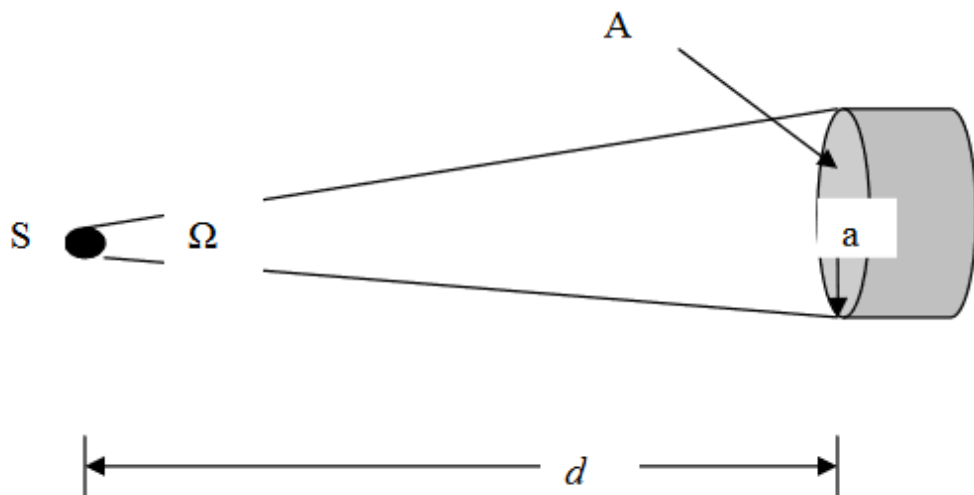


Figure II-42 : Illustration de l'angle solide par une source ponctuelle le long de l'axe d'un détecteur cylindrique circulaire droit

Considérant le cas particulier où la source est située à la distance d , le long de l'axe d'un détecteur cylindrique de rayon a ; voir (figure II-42). L'intégrale double de l'équation II-3 devient :

$$\Omega = 2\pi\left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 - a^2}}\right) \quad (\text{II-14})$$

Dans le détecteur, le photon doit transférer toute ou une partie de son énergie par l'un des trois principaux modes d'interaction - effet photoélectrique, diffusion de Compton ou production de paires. Pour qu'un comptage soit enregistré dans un photopique, toute l'énergie d'un photon doit être déposée dans le volume actif du détecteur, soit comme un seul événement photoélectrique, soit par plusieurs événements.

Ayant une efficacité de 25%, le détecteur HPGe type N (voir figure II-43), entouré par un scintillateur de « *bismuth germanate* » (BGO), représente la partie sensible du système du point de vue mesure. Pour être protégé, il est entouré par du plomb et de Lithium. Le BGO permet la suppression des raies comptons. Le détecteur est positionné à environ 23,5 cm de la position de l'échantillon. Un système d'acquisition et de traitement des données (voir figure II-44) doit également être installé. Il s'agit du 'Lynx', un support compact, avec un Analyseur Multi Canaux « MCA » intégré basé sur un « *Digital Signal Processing* » (DSP) pour la visualisation des spectres, le logiciel Génie 2000 est utilisé.

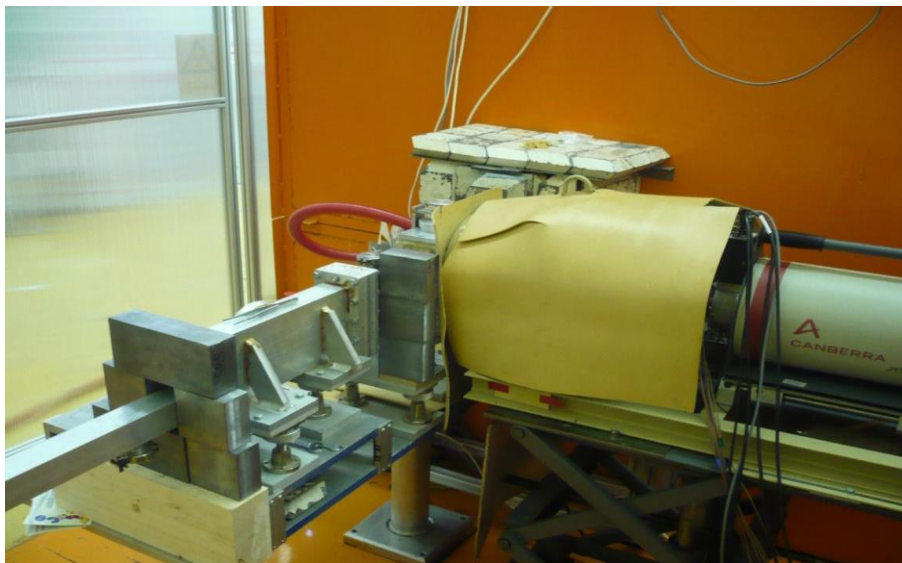


Figure II-43: Image illustrant le détecteur HPGe entouré par des feuilles de Polymère de Lithium pour le protéger des neutrons diffusés (KFKI , Budapest)



Figure II-44: Système d'acquisition et de traitement des données

viii. Stoppeur de faisceau

Le stoppeur du faisceau est un dispositif nécessaire pour arrêter le flux des neutrons après l'utilisation dans le PGAA. Il se compose de couches alternées de modérateur, matériaux absorbant les neutrons et les gamma pour arrêter le faisceau traversant l'échantillon. Pour optimiser les dimensions du stoppeur du faisceau, on a étudié le cas extrême où le stoppeur du faisceau est positionné à une distance de 900 cm de la sortie du canal sans aucun instrument. Deux études analytiques et simulation ont été effectuées pour déterminer la divergence et la distribution de flux dans la position de stoppeur de faisceau pour l'optimisation des dimensions.

a) Étude analytique et Monte Carlo du rayon de faisceau en position du stoppeur de faisceau

La section efficace totale macroscopique de neutron pour l'air :

$$\Sigma_t = \sum_i \sigma_{t,i} N_i \quad (\text{II-15})$$

L'air se compose de quatre éléments majeurs : $O, C, N, et Ar$. Le graphe ci-dessous montre la section efficace macroscopique de l'air en fonction de l'énergie des neutrons incidents à base de l'équation II-16 :

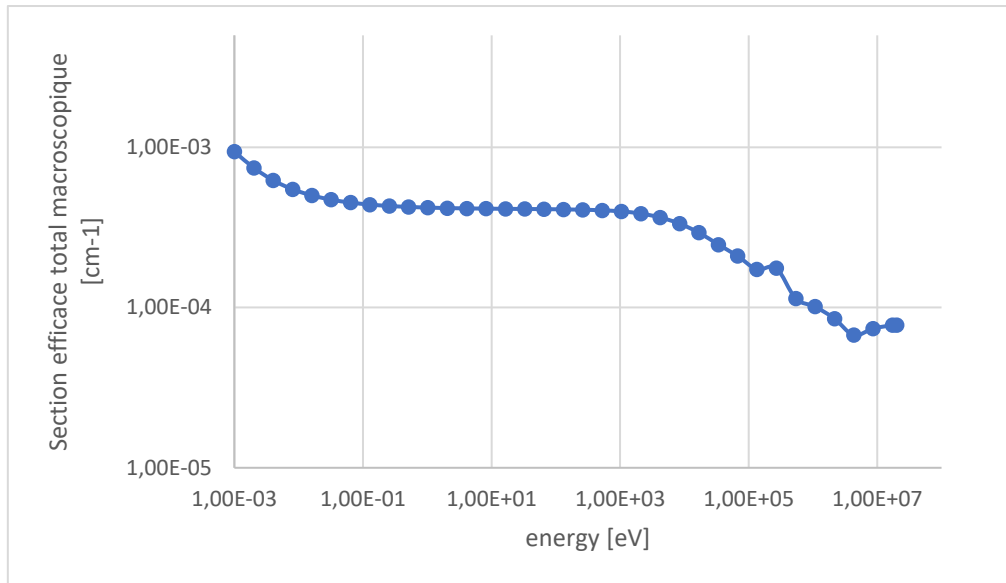


Figure II-45 : Section efficace macroscopique totale de l'aire

On suppose que le flux neutronique est émis sur un seul mode dans lequel la distribution d'intensité de faisceau est de type gaussien.

$$I = I_0 \exp(-\Sigma_t * x) \exp(-\frac{r^2}{2\rho^2}) \quad (\text{II-16})$$

Où x est la position de mesure, r est la position radiale du point dans lequel on mesure l'intensité I , ρ est le rayon effectif du faisceau, défini comme la position radiale rapportée au centre du faisceau pour laquelle l'intensité décroisse "e" fois, comparée à l'intensité I_0 du faisceau sur l'axe.

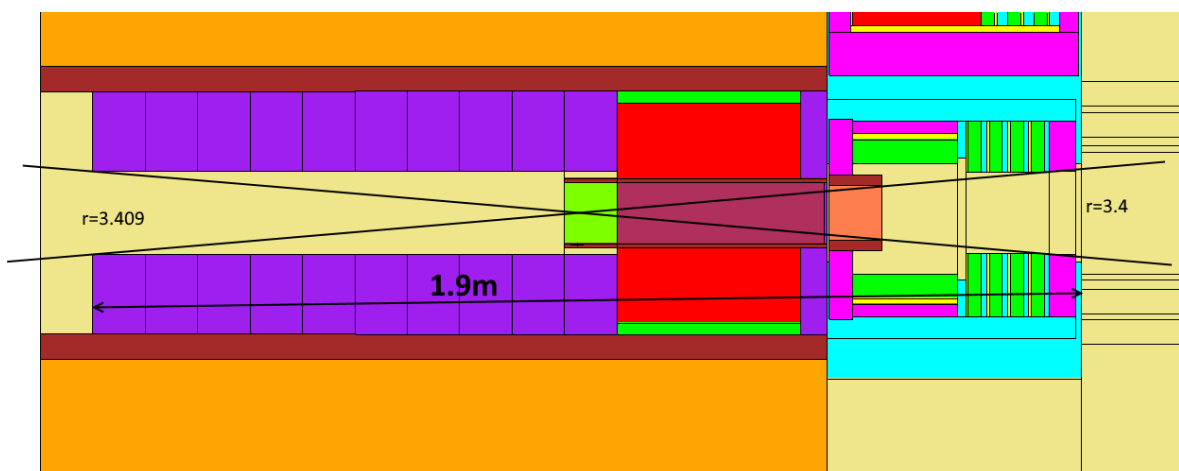


Figure II-46 : Illustration représente la divergence du faisceau qui traverse le collimateur et l'obturateur primaire

Après des calculs géométriques, l'angle de divergence est :

$$\theta = \arctg\left(\frac{3,4 * 2}{190}\right) = 2,049^\circ \quad (\text{II-17})$$

Donc à la base de ses estimations, le rayon de faisceau dans la position de stoppeur du faisceau :

$$r = 900 * \text{tg}2,049 + 3,4 = 35,61\text{cm} \quad (\text{II-18})$$

Comme évoqué dans l'introduction de ce chapitre, nous avons simulé un faisceau de neutron provenant du canal " position source" et nous avons étudié sa propagation dans le hall du réacteur (Figure II-47). Cela va permettre de déterminer la dimension optimale du stoppeur du faisceau.

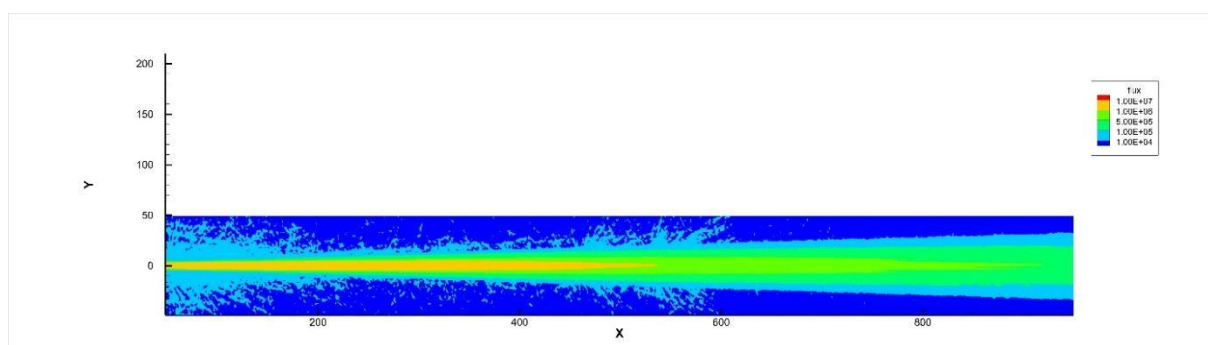


Figure II-47 : Section transversale de cartographie de la divergence de faisceau neutronique dans le hall du réacteur de source jusqu'à la position de stoppeur de faisceau

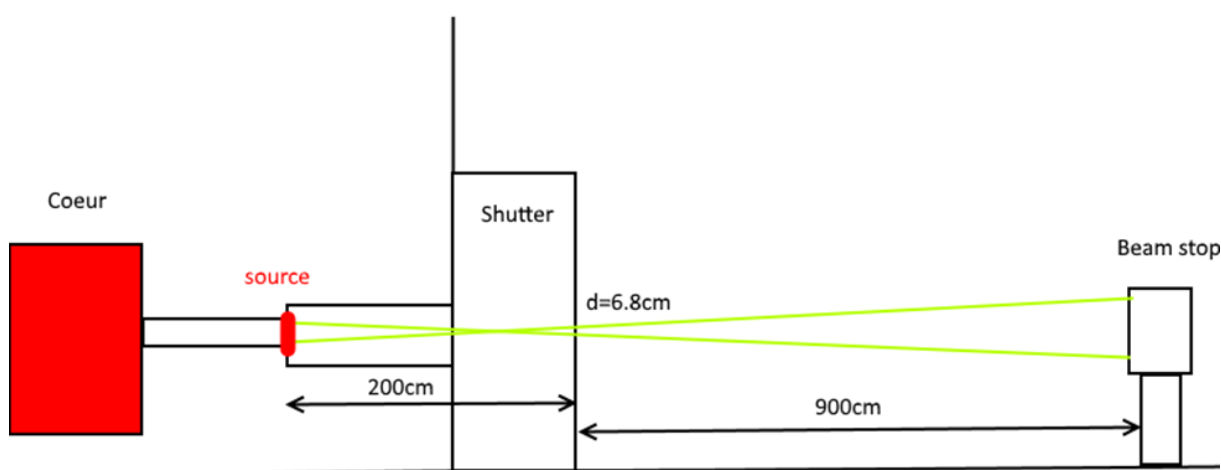


Figure II-48 : Illustration représente la divergence de faisceau neutronique de la source jusqu'à la position de stoppeur de faisceau

Tableau II—11 : Comparaison de rayon de faisceau dans la position de stoppeur de faisceau

Rayon estimer par calcul en (cm)	Rayon estimer par simulation en (cm)
35,61	33,19

b) Distribution de flux dans la position de stoppeur de faisceau

Dans la section précédente, on a pu déterminer la dimension maximale du stoppeur du faisceau grâce aux calculs de la divergence du faisceau à la position du stoppeur du faisceau.

Dans cette section nous allons optimiser les dimensions et la profondeur des matériaux composant le stoppeur du faisceau.

Le graphe II-49 illustre la distribution du flux de la source et celle obtenue dans la position du stoppeur de faisceau par simulation et analytiquement. Le flux simulé est inférieur au flux calculé de l'ordre de 0,5. Cette différence est due à plusieurs facteurs, par exemple la formule empirique utilisée pour le calcul et les approximations Monte-Carlo.

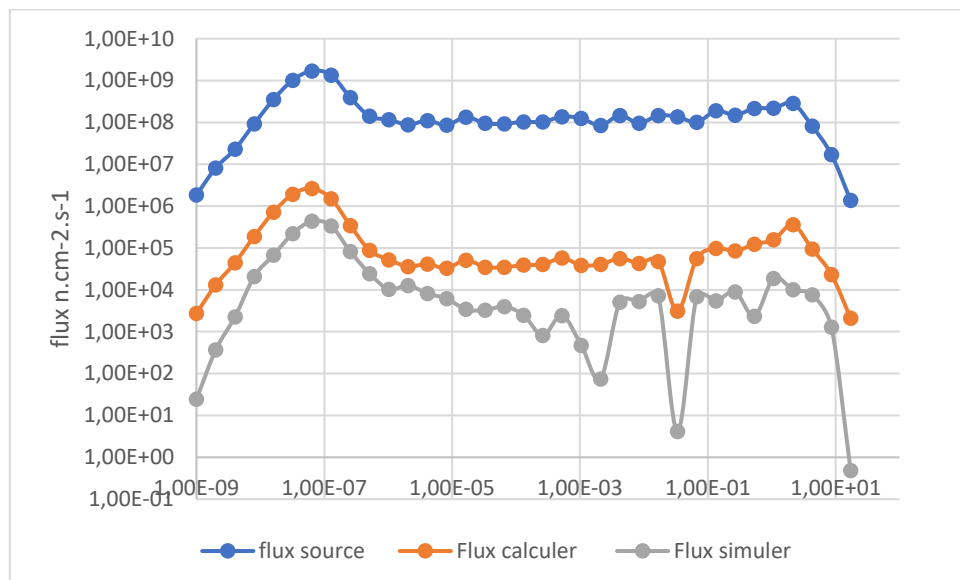


Figure II-49 : Flux neutronique dans la source et dans le stoppeur du faisceau calculé et simuler

c) Optimisation du stoppeur de faisceau neutronique

Les processus de modération des neutrons, l'absorption des neutrons et l'absorption des gamma induits sont les points clés pour arrêter un faisceau qui contient des neutrons d'énergies mixtes, par exemple le faisceau neutronique d'un réacteur nucléaire.

Ainsi, les neutrons ayant une variété d'énergie sont généralement regroupés dans trois groupes, chacun de ces groupes est traité indépendamment. Les matériaux lourds sont utilisés pour réduire les énergies des neutrons ayant une énergie supérieure de 10MeV avec l'interaction de la diffusion inélastique. Par contre, les neutrons d'énergies vont de 1 MeV à 10 MeV l'interaction de diffusion élastique est la plus dominante par exemple avec les isotopes légers (1H, 2H ...). En ce qui concerne les neutrons lents, on utilise des absorbeurs comme le Bore

qui interagit avec la réaction (n, γ) avec une émission d'un gamma de 478keV ou Lithium de réaction $(n, \alpha\gamma)$.

Les rayons gamma secondaires proviennent principalement de la capture de neutron thermique contrairement aux gamma produits par les neutrons rapides (diffusion inélastique) qui sont moins importants.

Afin d'arrêter tous ces types de rayonnement, le stoppeur de faisceau doit être constitué de trois couches. La première couche contient des éléments légers pour modérer les neutrons rapides. Seconde couche de matériau absorbeur pour absorber les neutrons thermiques. Et enfin, la dernière couche de matériau lourd pour absorber les gamma produit par le processus d'absorption des neutrons. La succession de ces trois couches "sandwich" de matériaux permettra de réduire le faisceau d'une fraction donnée. Le degré d'atténuation du faisceau va être déterminé grâce aux nombres de sandwiches utilisés ou les épaisseurs choisies pour chaque couche. Les matériaux candidats utilisés sont le polyéthylène boré, mirrobor et plomb.

Pour optimiser la configuration du stoppeur de faisceau. D'abord il faut ajuster la dimension à l'aide de la (figure II-50) qui présente la distribution spatiale du flux à la sortie du guide à neutrons. La dimension optimale requise est 30cm*30cm pour la surface frontale.

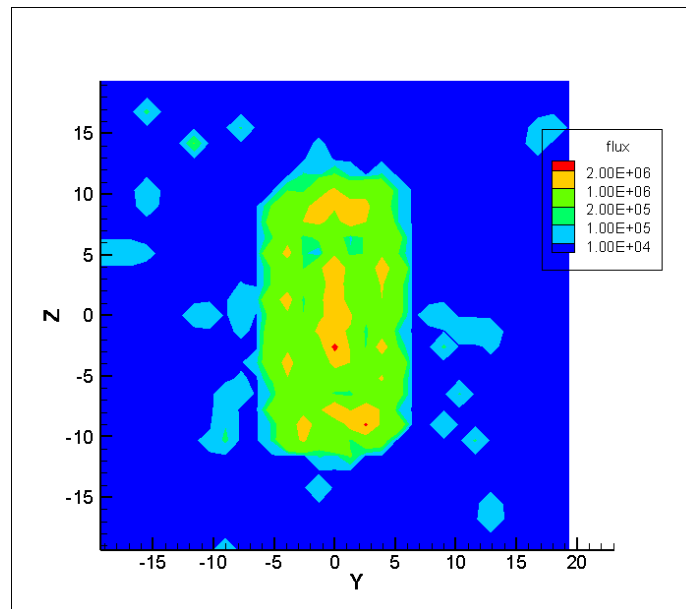


Figure II-50 : Distribution spatiale du flux neutronique à la sortie du guide d'Aluminium

Ensuite, deux configurations sont simulées pour déterminer la meilleure solution. Il s'agit des configurations 1 et 2. Les matériaux utilisés sont décrits dans les sections a et b.

- Configuration 1

Dimension de stoppeur de faisceau 30 cm de largeur, 30 cm de hauteur et 16 cm d'épaisseur (profondeur). Les matériaux utilisés sont placés successivement comme illustré dans la (figure II-51).

Dimension de plomb : 30cm *30cm *5cm;

Dimension de mirrobore : 30cm *30cm *0,5cm;

Dimension de polyéthylène boré 25%: 30cm*30cm*2,5cm.

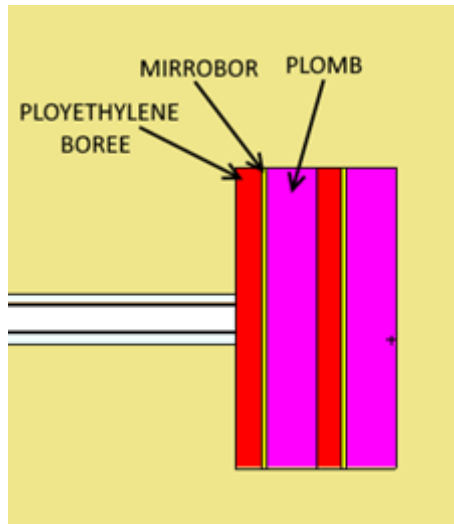


Figure II-51: Géométrie et structure de configuration 1 de stoppeur de faisceau

- Configuration 2

Dans ce cas nous avons utilisé un seul sandwich avec des épaisseurs plus grandes par rapport à la configuration 1 tout en gardant les mêmes matériaux (Figure II-52)

Dimension de stoppeur de faisceau 30cm de largeur, 30cm de hauteur et 16cm d'épaisseur

Dimension de plomb : 30cm *30cm *5cm;

Dimension de mirrobore : 30cm *30cm *0.5cm;

Dimension de polyéthylène boré 25%: 30cm *30cm*2.5cm;

Dimension de polyéthylène : 30cm *30cm *8cm.

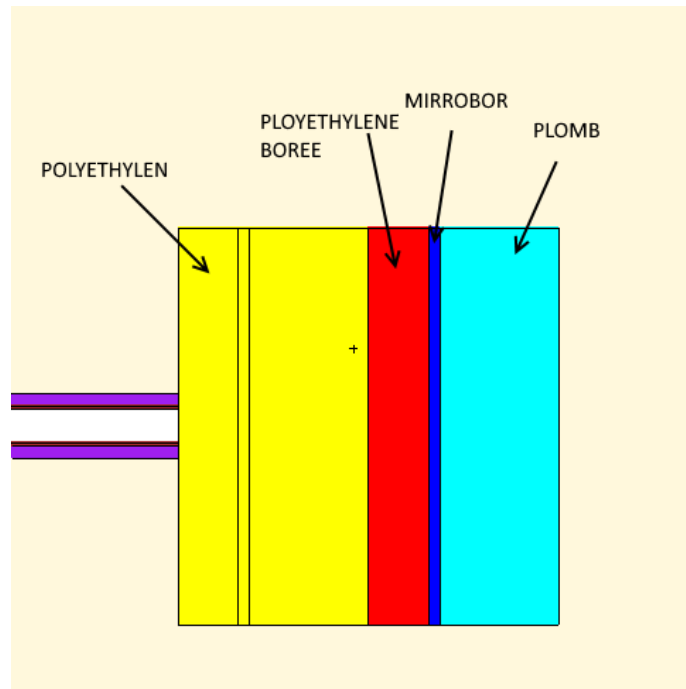


Figure II-52: Géométrie et structure de configuration 2 de stoppeur de faisceau

D'après les résultats de Mesh Tally présentés dans les figures II-53 et II-53, Le fait de mettre le polyéthylène dans la surface frontale du stoppeur de faisceau résulte d'une augmentation du bruit de fond des neutrons autour du stoppeur de faisceau à cause de la grande section efficace de diffusion de l'Hydrogène. Et 7cm suffit pour atténuer l'intensité du flux de $1.10^6 \text{ n/cm}^2.\text{s}^{-1}$ à inférieur de $1.10^4 \text{ n/cm}^2.\text{s}^{-1}$ pour la configuration **a** par contraire il faut 14cm pour atteindre les mêmes résultats pour la configuration **b**.

Donc la meilleure solution a utilisé un mélange de l'absorbeur des neutrons et modérateur par exemple nous utilisons le polyéthylène boré 25%.

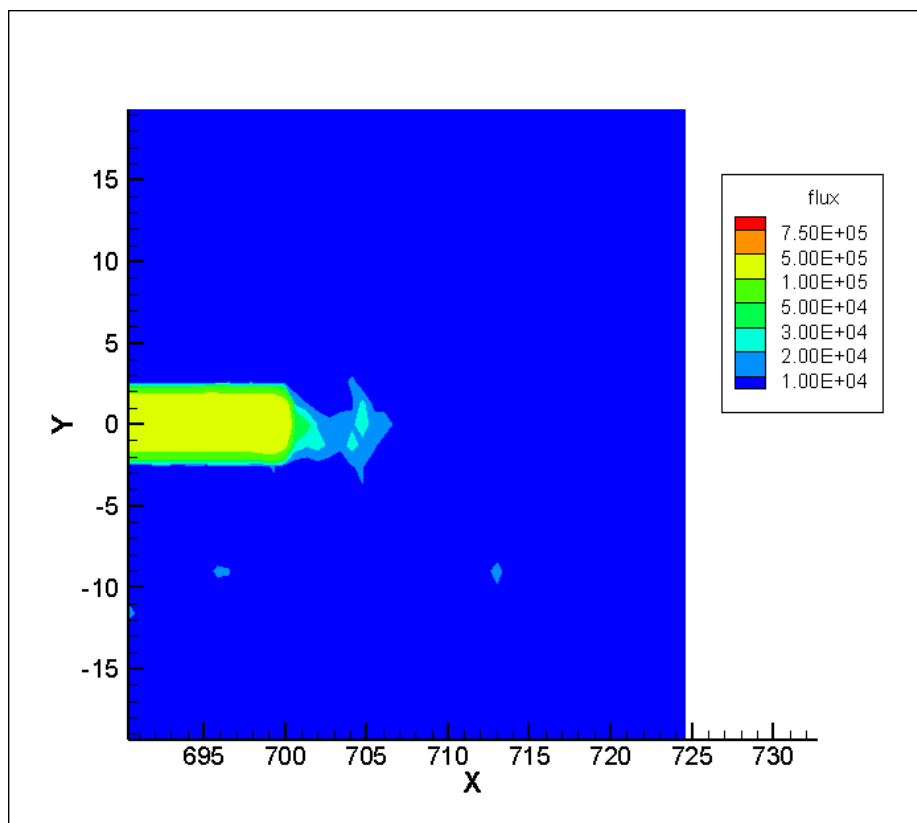


Figure II-53: Mesh tally neutron flux de configuration 1 de stoppeur de faisceau section transversale

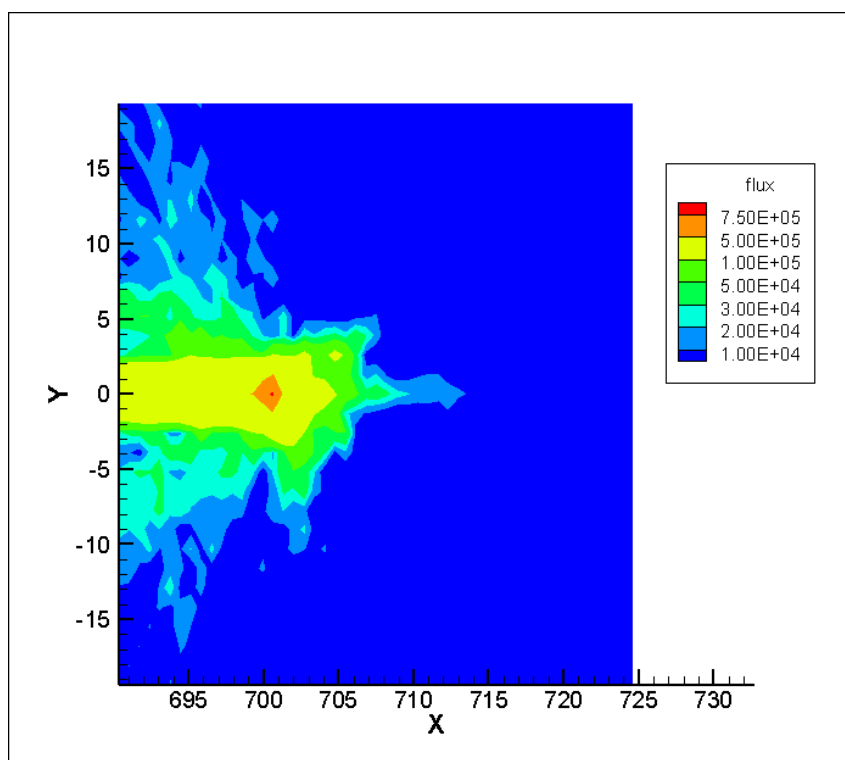


Figure II-54: Mesh tally neutron flux de configuration 2 de stoppeur de faisceau section transversale

II-7. Conclusion

Le système d'analyse par activation neutronique par les gamma prompts se compose de collimateur, l'obturateur primaire, jacket, guide super-miroir, conformateur de faisceau, l'obturateur secondaire, chambre d'irradiation détecteur de faisceau et le stoppeur de faisceau. Le code de simulation Monte Carlo MCNP6.2 a été choisi pour ces performances requises pour ce travail coupler par additionnel code pour la génération les corrections des sections efficaces pour les filtres ayant une structure cristalline, code pour calculer DPA. Ainsi, le code de transport MCNP6.2 a été utilisé pour concevoir l'installation PGAA exploitants les neutrons à partir du cœur du réacteur passant par le canal tangentiel NB1.

Tous les calculs effectués ont permis de choisir les configurations optimales nécessaires pour respecter toutes les exigences liées aux contraintes physiques et de sûreté relative à l'installation du système PGAA.

III. : Analyse de blindage pour le système d'analyse PGNAA

III-1. Introduction

Dans cette section, nous analysons le blindage biologique autour du système PGAA (Figures III-1 et III-2). Tous les composants du système sont pris en compte dans les calculs tel présenté dans la section précédente pour déterminer les débits de dose dans l'environnement de l'installation y compris la détermination du degré de pénétration au sous-sol du réacteur.

La connaissance du niveau des rayonnements (débit de dose) autour l'obturateur primaire pour les deux cas (ouvert/fermé) de fonctionnement est déterminé à l'aide des points détecteurs représentatifs qui donnent une idée sur la nature de l'irradiation neutron/photon et leur dose équivalente. À partir de ces résultats, nous déterminons la géométrie et les matériaux (pour les neutrons, les photons ou les deux) nécessaires pour un blindage supplémentaire à installer autour de l'obturateur.

Afin d'optimiser le blindage biologique, pour la première étape, nous avons adopté les dimensions surestimées afin d'avoir un degré de liberté pour le choix des épaisseurs optimales suivant les résultats des calculs. Deuxièmes, trois matériaux sont suggérés dans cette étude : le béton ordinaire, le béton à base de baratine et le béton lourd. Enfin, dans la dernière section, on a discuté les résultats obtenus par la simulation du concept PGAA avec une configuration optimale de la structure de blindage choisi selon l'espace disponible dans le hall du réacteur.

III-2. Design de blindage autour l'installation PGAA

Le blindage est un ensemble des matériaux mis dans un ordre et une géométrie bien déterminée pour atténuer considérablement les rayonnements où réduire le débit de dose à des niveaux inférieurs au seuil ($10\mu\text{S/h}$).

Le blindage du système d'analyse PGAA commence à partir du mur de réacteur. Il couvre tous les composants du système. Afin d'optimiser les calculs, on a divisé les éléments de blindage en trois zones principales. La première zone entoure l'obturateur primaire, la deuxième zone entoure le guide super-miroir et la troisième zone couvre la salle d'irradiation (de mesures). La (figure III-1 et III-2) décrivent la structure de blindage avec les trois dites zones. La dimension maximale du blindage modélisé présenté dans les figures III-1 et III-2.

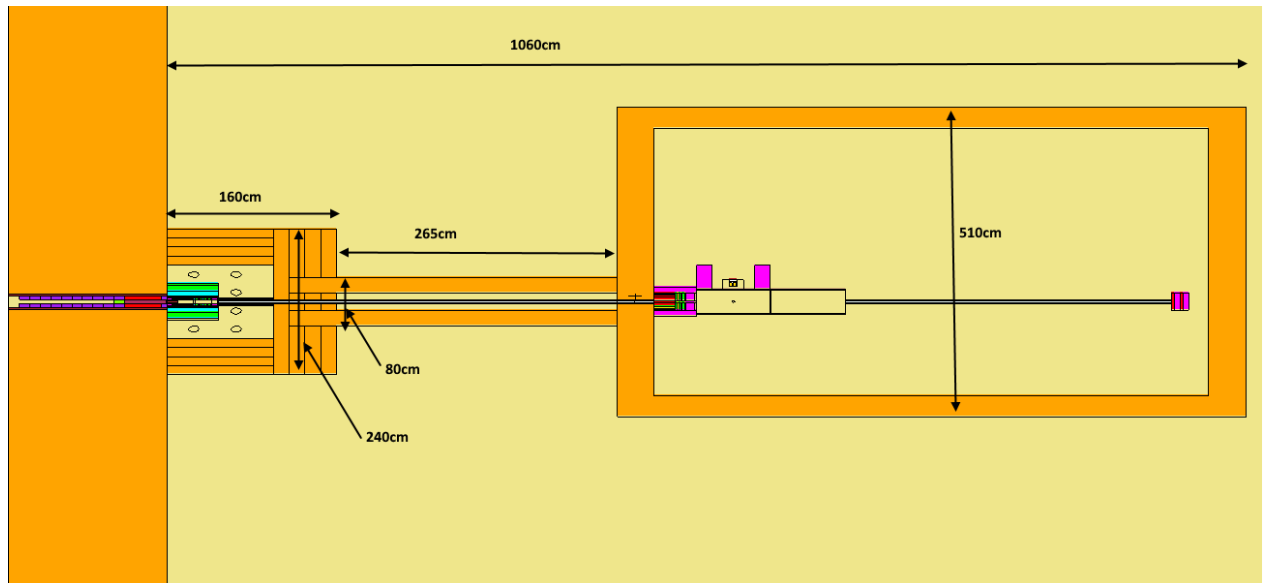


Figure III-1 : Section transversale de configuration de l'installation PGAA proposé moyennant le code MCNP

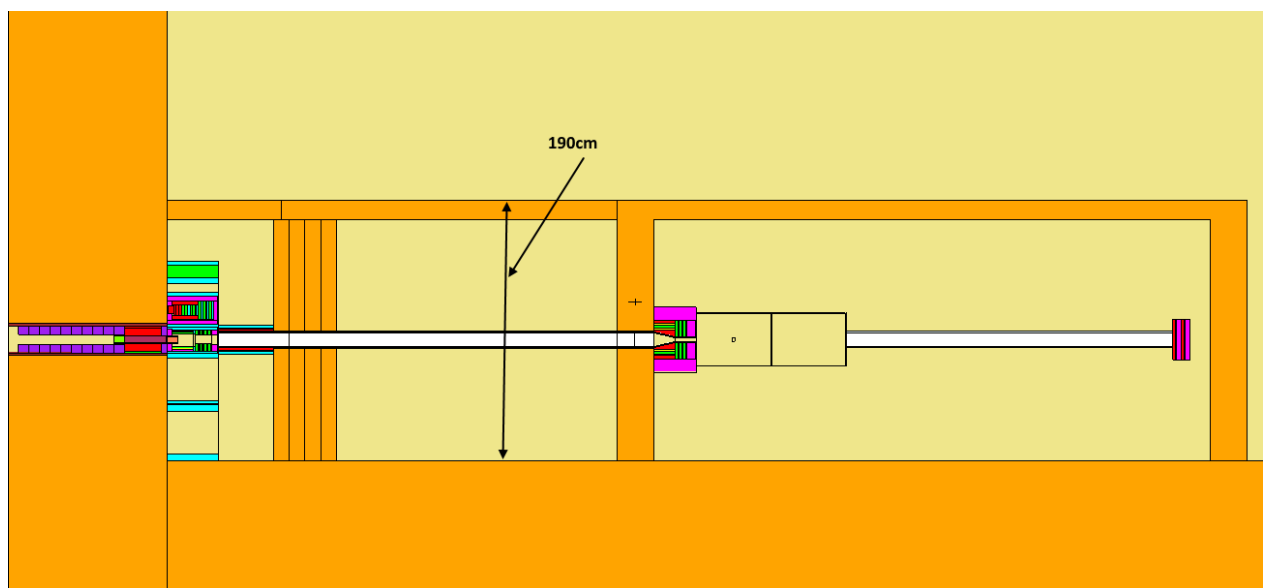


Figure III-2 : Section longitudinale de configuration de l'installation PGAA proposé moyennant le code MCNP

i. Blindage autour l'obturateur primaire

La configuration de blindage adoptée dans les calculs est composée d'un béton d'épaisseur total 60cm découpés en quatre blocs de 15cm d'épaisseur chacun. La distance entre la frontale de l'obturateur et la limite du blindage est de 50cm, tandis que l'espace entre les côtés latéraux

de l'obturateur et le blindage latéral est de 30cm. La dalle est choisie pour être d'une épaisseur de 15 cm, placée à 30cm au-dessus l'obturateur (figure III-3).

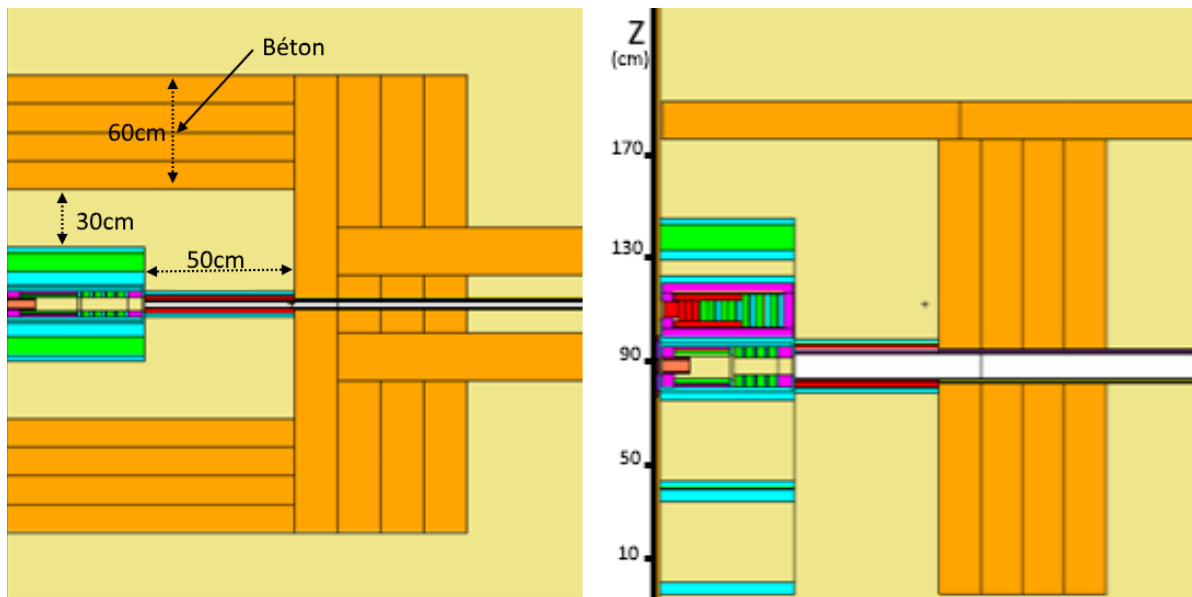


Figure III-3 : Configuration de blindage autour l'obturateur primaire (droite : Section longitudinale ; gauche : Section transversale)

La figure III-4 illustre les positions des points détecteurs pour déterminer le flux neutron/gamma au voisinage de l'obturateur. Les positions VI, V et IV sont respectivement symétriques par rapport à l'axe du faisceau aux positions I, II et III. Ces points sont positionnés à 10, 50, 90, 130 et 170 cm par rapport au niveau du sol selon l'axe OZ. Pour bien optimiser le blindage autour de l'obturateur, on doit savoir le débit de dose des neutrons et des gamma produits par l'interaction neutron-matière et gamma provenant du cœur du réacteur. Les tableaux III-1, III-2 et III-3 assemblent les valeurs obtenues par la simulation pour les deux cas de l'obturateur primaire (ouvert/fermé) par le code MCNP6.2.

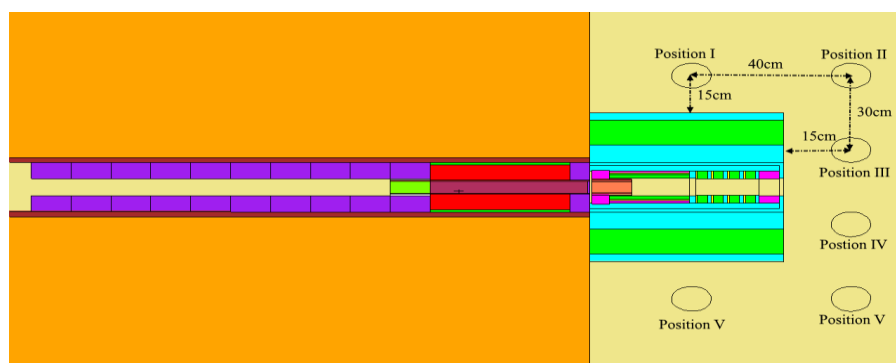


Figure III-4 : Positions points détecteurs autour l'obturateur primaire moyennant le code MCNP

a) **Le débit de dose aux points détecteurs**

Pour connaître le débit de dose dans ces positions en utilisant les coefficients de conversion flux-dose par commande « DE/DF » pour convertir le flux en débit de dose Sv/h. Les coefficients de conversion sont de base « Claiborne & Trubey, ANSI/ANS 6.1.1-1977 » pour les gamma et « ICRP-74 1996 ambient dose equivalent » pour les neutrons[31].

- **Débit de dose Neutron**

L'obturateur primaire doit être capable de réduire le débit de dose à quelques microsieverts/heure quand il est en mode fermé. Un calcul d'évaluation de performance de l'obturateur est requis avant l'optimisation du blindage. Les résultats obtenus avec toutes les conditions de calculs cités dans les sections précédentes révèlent la nécessité d'un blindage supplémentaire pour réduire ces niveaux des débits de dose, en particulier au voisinage du niveau du faisceau.

Tableau III—1: Débit dose neutron en Sv/h pour les deux statuts de l'obturateur primaire dans les positions des détecteurs

	Position I	Position II	Position III	Position IV	Position V	Position VI	
Z=10 cm	2,23	0,64	0,84	2,45	2,38	0,36	Débit de Dose en mSv/h Statut d'obturateur ON
	1,22	0,61	0,10	0,08	0,12	0,23	
	82,79%	4,40%	712,62%	3013,09%	1916,95%	57,71%	
Z=50 cm	2,13	1,41	5,08	3,11	0,70	1,46	Débit de Dose en mSv/h Statut d'obturateur OFF
	2,30	0,64	0,52	0,40	0,35	1,51	
	-7,39%	122,05%	871,32%	685,35%	101,72%	-3,31%	
Z=90 cm	3,46	3,62	9,15	10,00	4,06	4,09	Différence en % entre statut ON et OFF de l'obturateur
	3,71	1,45	1,42	0,93	1,67	2,59	
	-6,74%	149,66%	544,37%	978,75%	143,11%	57,92%	
Z=130 cm	2,25	2,49	3,22	1,47	1,22	3,44	
	4,62	0,78	2,55	2,24	0,82	2,61	
	-51,30%	220,46%	26,27%	-34,38%	49,51%	31,80%	
Z=170 cm	0,71	1,46	0,85	0,70	1,76	1,20	
	0,99	1,09	1,31	1,05	0,22	0,55	
	2,23	0,64	0,84	2,45	2,38	0,36	

- **Débit de dose gamma**

Pour les débite de de dose gamma, il y'a deux types de sources ont été considérés dans les calculs. Les gamma originaires des interactions neutron-matière avec les composants de collimateur et l'obturateur et les gamma provenant du cœur de réacteur.

a- Gamma produit par l'interaction neutron-matière

Les matériaux utilisés dans PGAA sont en général des absorbants de neutron qui sont utilisés pour mettre en forme, diriger et arrêter le faisceau neutronique. Ces matériaux après l'activation deviennent des émetteurs gamma avec des périodes de demi-vie variable suivant l'élément. Le tableau ci-dessous présente les résultats des débits de dose des gamma prompts.

Tableau III—2: Débit dose gamma produite par l'interaction neutron-matière en Sv/h pour les deux statuts de l'obturateur primaire dans les positions des détecteurs

	Position I	Position II	Position III	Position IV	Position V	Position VI	
Z=10 cm	0,48	0,51	0,52	0,54	0,48	0,70	Débit de Dose en mSv/h Statut d'obturateur ON
	0,41	0,25	0,18	0,12	0,30	0,66	
	16,14%	106,91%	192,13%	361,02%	63,39%	5,72%	
Z=50 cm	1,25	0,72	1,38	1,17	0,84	1,20	Débit de Dose en mSv/h Statut d'obturateur OFF
	1,17	0,31	0,05	0,10	0,42	1,15	
	6,84%	132,05%	2704,88%	1058,42%	97,64%	4,35%	
Z=90 cm	2,40	1,43	4,66	5,35	1,54	2,47	Différence en % entre statut ON et OFF de l'obturateur
	2,14	0,48	0,14	0,15	0,59	2,12	
	12,15%	195,45%	3351,85%	3490,60%	161,02%	16,51%	
Z=130 cm	1,30	1,31	1,00	0,81	0,86	1,42	
	1,30	0,81	0,58	0,64	0,54	1,32	
	0,00%	62,13%	71,31%	26,37%	59,51%	7,58%	
Z=170 cm	0,74	0,66	0,45	0,40	0,62	0,53	
	0,72	0,41	0,23	0,30	0,46	0,50	
	2,08%	61,03%	97,82%	33,00%	35,65%	5,37%	

b- Gamma de source réacteur dose

Il ne faut pas oublier les gamma de source de cœur de réacteur, le tableau III-3 montre le débit de dose dans les points détecteurs. Comme il est montré, ce type d'exposition ne requiert pas de blindage supplémentaire.

Tableau III—3: Gamma de source cœur de réacteur dose en Sv/h pour les deux statuts de l'obturateur primaire

	Position I	Position II	Position III	Position IV	Position V	Position VI	
Z=10 cm	10,90	16,30	19,00	50,50	7,61	6,05	Débit de Dose en µSv/h Statut d'obturateur ON
	9,99	16,00	6,13	10,70	3,25	3,24	
	9,11%	1,88%	209,95%	371,96%	134,15%	86,73%	
Z=50 cm	56,00	46,30	316,00	168,00	20,50	61,90	
	48,00	39,40	33,40	5,21	6,68	56,40	
	16,67%	17,51%	846,11%	3124,57%	206,89%	9,75%	
Z=90 cm	246,00	99,90	381,00	420,00	57,70	238,00	

	243,00	50,40	319,00	254,00	23,10	236,00	Débit de Dose en $\mu\text{Sv/h}$
	1,23%	98,21%	19,44%	65,35%	149,78%	0,85%	
Z=130 cm	77,20	29,40	25,80	15,20	69,20	44,90	Statut d'obturateur OFF
	74,20	19,70	257,00	203,00	70,60	57,70	
	4,04%	49,24%	-89,96%	-92,51%	-1,98%	-22,18%	Différence en % entre statut ON et OFF de l'obturateur
Z=170 cm	12,60	27,30	7,65	15,70	14,10	16,30	
	10,30	26,70	16,30	27,00	16,10	15,80	
	22,33%	2,25%	-53,07%	-41,85%	-12,42%	3,16%	

- Conclusion

La distribution de débit de dose neutronique est de l'ordre de quelques mSv/h quel que soit le statut de l'obturateur. Par contre le débit de dose gamma est inférieur d'un ordre de magnitude comparée avec le débit de dose neutron. Ce qui implique le choix de matériau du blindage efficace pour les deux types d'irradiations.

Concernant les rayonnements gamma originaux des interactions neutron – matière, uniquement les réactions produisant les gamma ont été prises en compte. Les photons retardés (de 100 eV à 3MeV) ayant une énergie relativement inférieure à celle des gamma prompts (de quelques keV jusqu'à 8MeV) ont été négligés dans les calculs.

La différence remarquable entre les deux statuts de l'obturateur primaire de la structure de bloc désigne pour ouverture et fermeture. Ainsi la superposition pour les deux blocs. En cas d'urgence l'obturateur ferme automatiquement à l'aide de la force de gravitation.

ii. Blindage autour du guide super-miroir

Le blindage autour du guide super-miroir est de 25cm d'épaisseur constitué de deux murs placés la longe du guide avec un espacement de 12cm. Normalement, cette section ne requiert pas une grande épaisseur de blindage, car une très petite quantité des neutrons fuit le guide à neutrons [32], Ainsi l'utilisation de filtre de gamma « Bismuth » localisé dans l'obturateur réduit relativement les gamma.

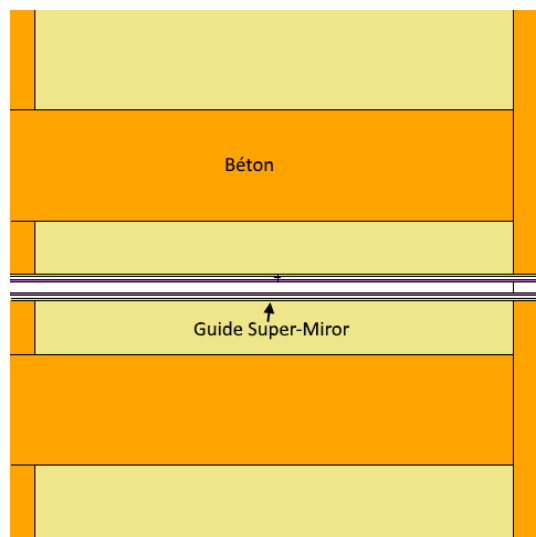


Figure III-5 : Blindage pour le guide super-miroir

iii. Blindage salle d'irradiation

Dans la salle d'irradiation héberge plusieurs composants de l'installation PGAA tel que la chambre d'irradiation, le stoppeur du faisceau ainsi que des instruments sensibles aux rayonnements neutroniques, à savoir le détecteur HPGe, BGO et les instruments électroniques. Ces derniers nécessitent une protection particulière par un blindage instrumental secondaire.

Le blindage adopté dans les calculs est d'une forme rectangulaire de dimension (595cm longueur, 510cm largeur et 195cm hauteur) et d'une épaisseur de 35cm (figure III-6).

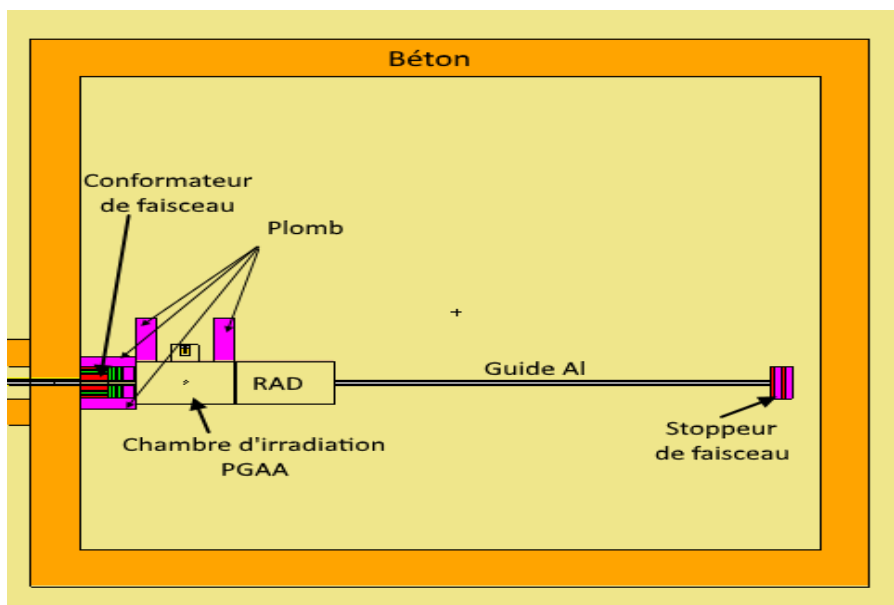


Figure III-6 : Illustration de blindage pour la chambre d'irradiation, la chaîne de détection et le stoppeur de faisceaux

III-3. Modélisation de blindage

Afin d'optimiser la géométrie et les épaisseurs de blindage, trois modèles sont étudiés pour choisir à la fois le matériau adéquat et les épaisseurs correspondantes pour garantir une meilleure performance de protection radiologique tout en respectant la charge/blindage pour le système PGAA.

Toutes les trois configurations du blindage biologique adopté sont à base de béton à savoir le béton ordinaire (densité $2,35\text{g/cm}^3$), béton à barytine (densité $3,35\text{g/cm}^3$; Il contient de la barytine ou baryte qui est une espèce minérale composée de sulfates de baryum de formule BaSO_4 avec des traces de Sr, Ca et Pb) et béton lourd (mélange de béton ordinaire et de fer) avec une densité de 5g/cm^3 .

La section efficace totale de neutron pour le béton de barytine est faible d'une grandeur de magnitude comparée au béton ordinaire et un demi de grandeur de magnitude comparant par le béton lourd dans la zone thermique. Dans la zone épithermique, le béton lourd a plusieurs pics de résonances dues à sa teneur en fer (Figure III-7) comparé au béton ordinaire et à base de barytine.

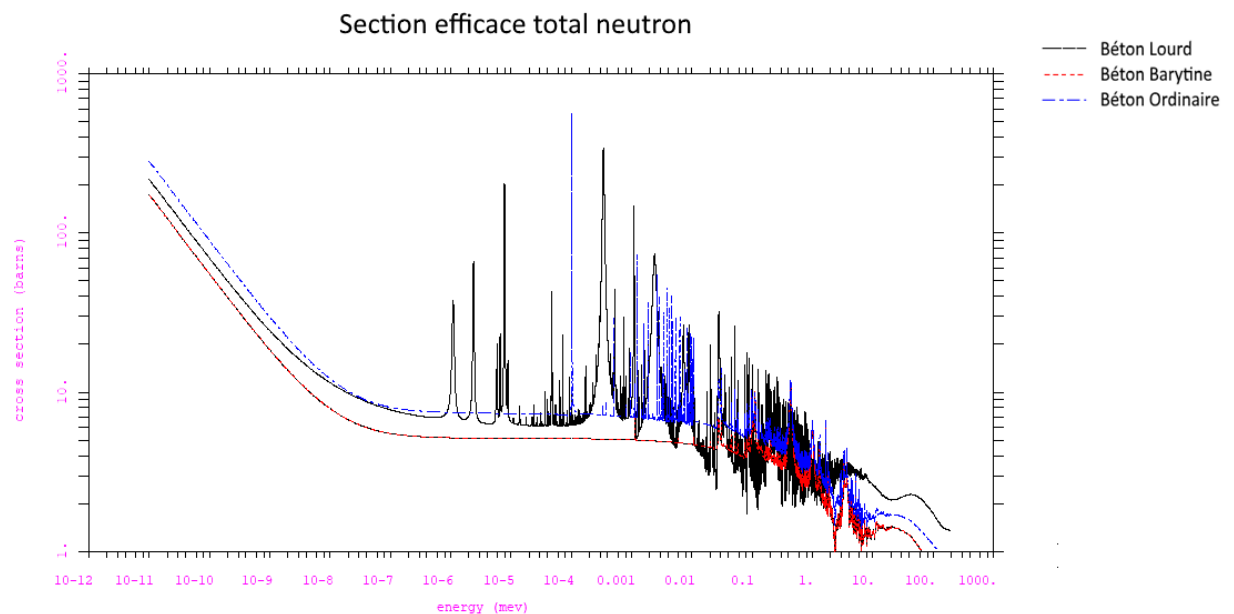


Figure III-7 : Total neutron section efficace pour les matériaux de béton lourd, béton barytine et béton ordinaire

D'autre part, les sections efficaces totales des photons pour les trois matériaux sont à peu près identiques pour les énergies inférieures de 500keV , et pour les photons à hautes énergies

le béton lourd a la plus grande section efficace suivie par béton à base de barytine et enfin le béton ordinaire, mais cette différence reste faible (l'ordre de 1barn).

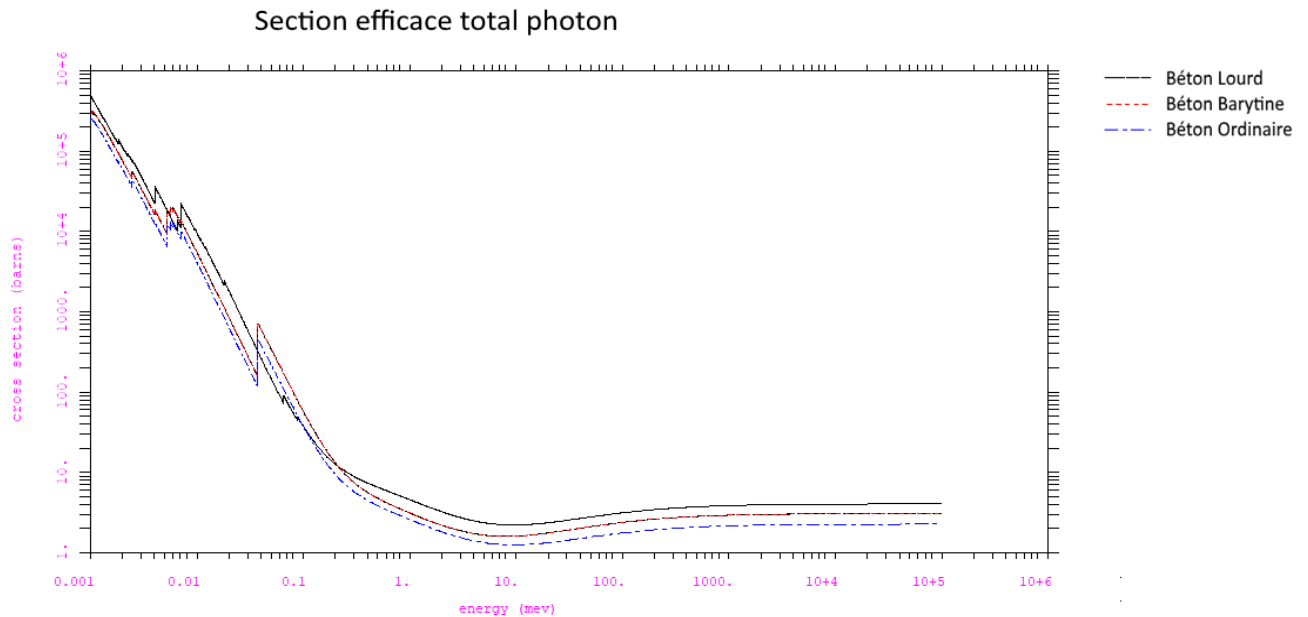


Figure III-8 : Total photon section efficace pour les matériaux de béton lourd, béton barytine et béton ordinaire

i. L'obturateur primaire ouvert

a) Résultats avec le Béton ordinaire

La distribution du flux neutronique dans l'installation PGAA est montrée dans la (figure III-9 et III-10). Dans la zone de l'obturateur primaire, le flux des neutrons est de l'ordre de $1.10^4 \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ à la sortie de l'obturateur. D'après les résultats de simulation 30cm d'épaisseur de béton ordinaire suffit pour arrêter la totalité de ces neutrons et pour le plafond le flux est réduit à $1.10^2 \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ pour un blindage d'épaisseur 15cm. Dans la zone de guide super-miroir il y'a seulement les neutrons qui fuit de guide, l'épaisseur de 25cm de blindage arrête totalement ces neutrons. Finalement, dans la zone salle de traitement, la reformulation de la forme de faisceaux par conformément de faisceau ce n'affecte pas sur l'augmentation de bruit, car il est construit pour l'absorption les neutrons et gamma indésirables dus le changement de la dimension de faisceau.

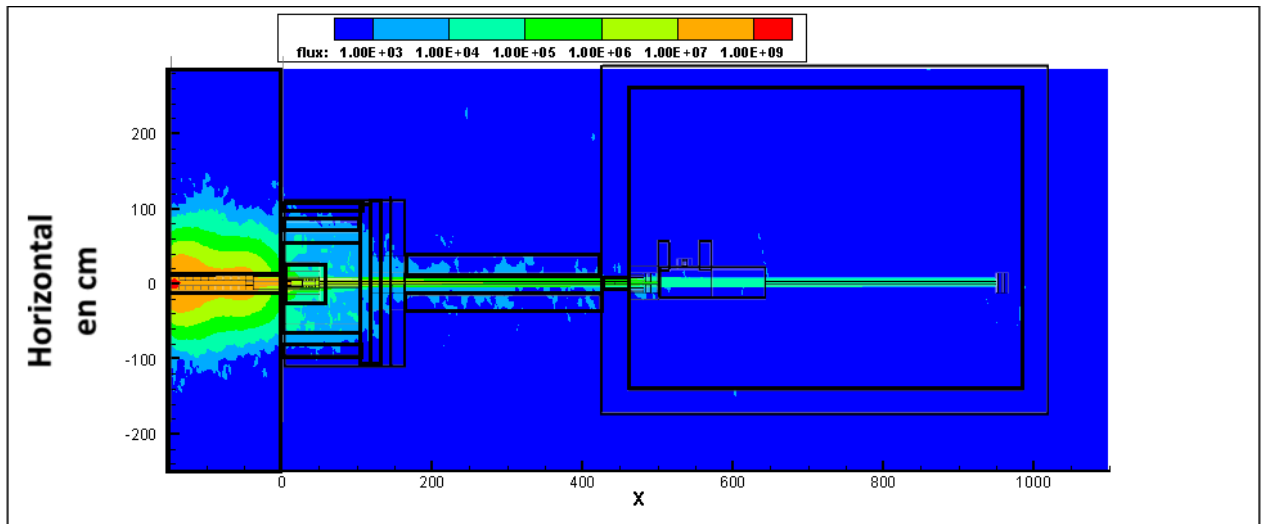


Figure III-9 : Mesh tally de la distribution de flux neutronique horizontal dans l'installation PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton ordinaire

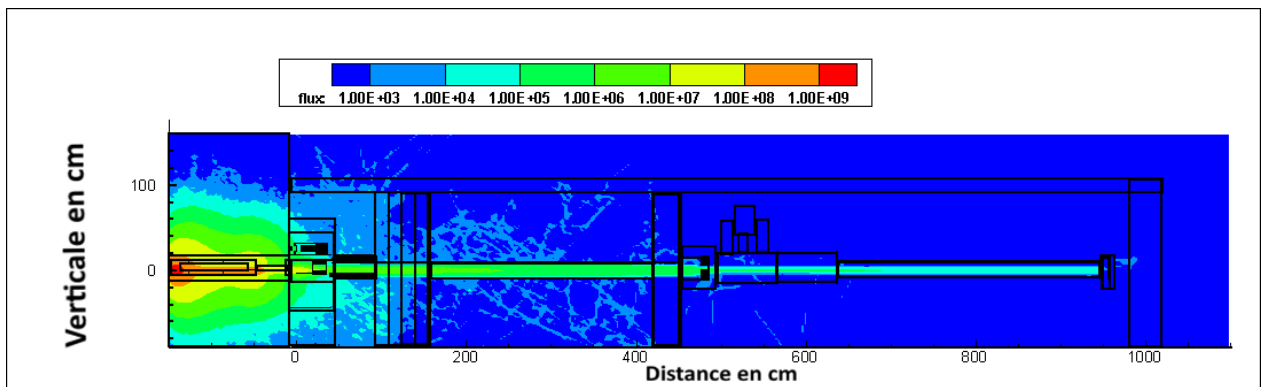


Figure III-10 : Mesh tally de la distribution de flux neutronique vertical dans l'installation PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton ordinaire

Le débit de dose original des gamma produits par l'interaction neutron-matière est illustré dans les figures (III-11 et III-12). Le béton ordinaire réduit le débit de dose dans la zone l'obturateur primaire et à la salle de traitement à des niveaux recommandables pour une épaisseur de 45cm. Par contre cette épaisseur n'est pas suffisante pour la zone de guide où le débit de dose est de l'ordre de 0,1mSv/h. Pour le plafond 15cm d'épaisseur réduit le débit de dose à 10μSv/h.

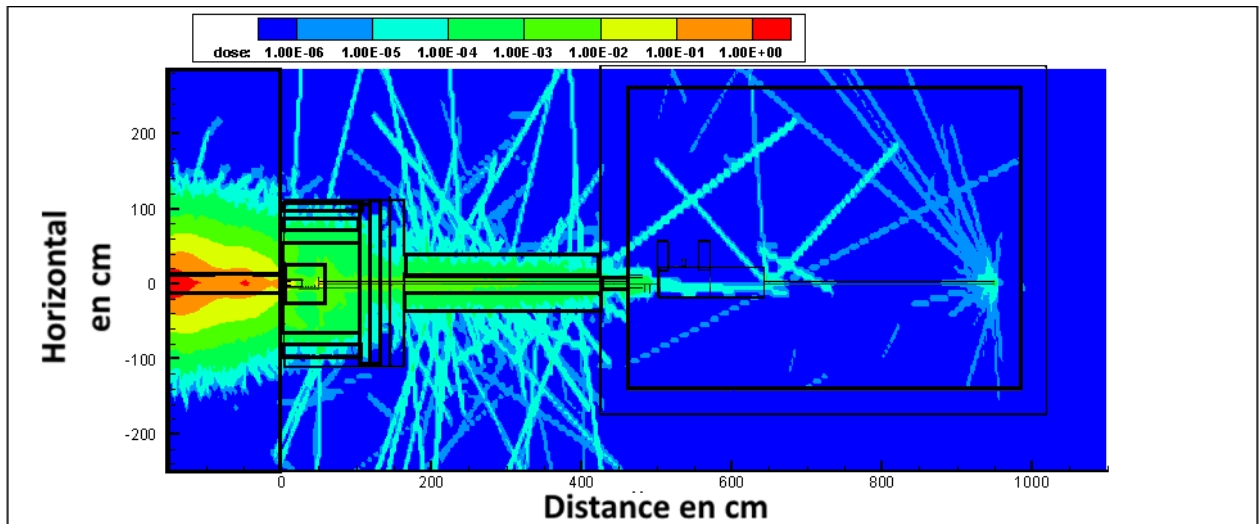


Figure III-11 : Mesh tally du gamma débit de dose horizontal dans l'installation PGAA (Sv/h) blindage béton ordinaire

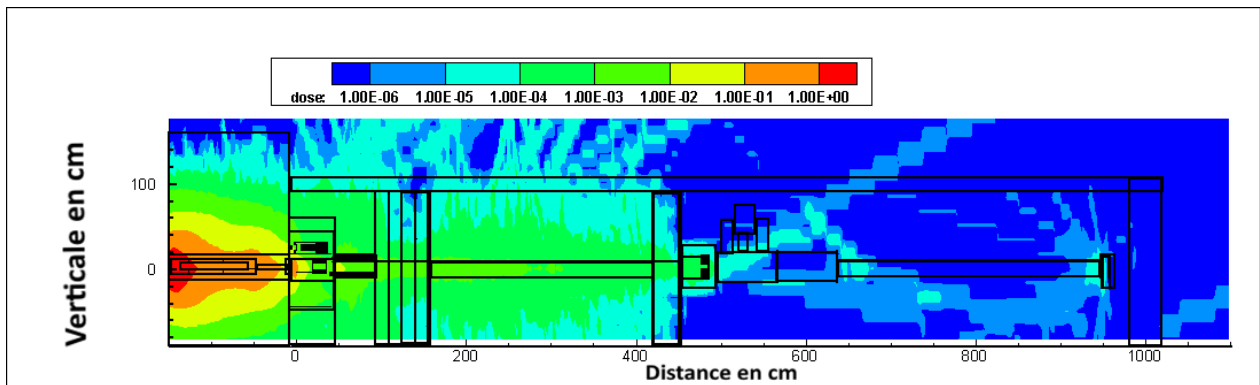


Figure III-12 : Mesh tally du gamma débit de dose vertical dans l'installation PGAA (Sv/h) blindage béton ordinaire

b) Résultats avec blindage par le Béton barytine

Les résultats de la distribution du flux neutronique dans l'installation PGAA utilisant le béton barytine sont illustrés dans les figures (III-13 et III-14), 25cm d'épaisseur de béton à base de barytine est suffisante pour arrêter la totalité des neutrons y compris la région du guide à neutrons.

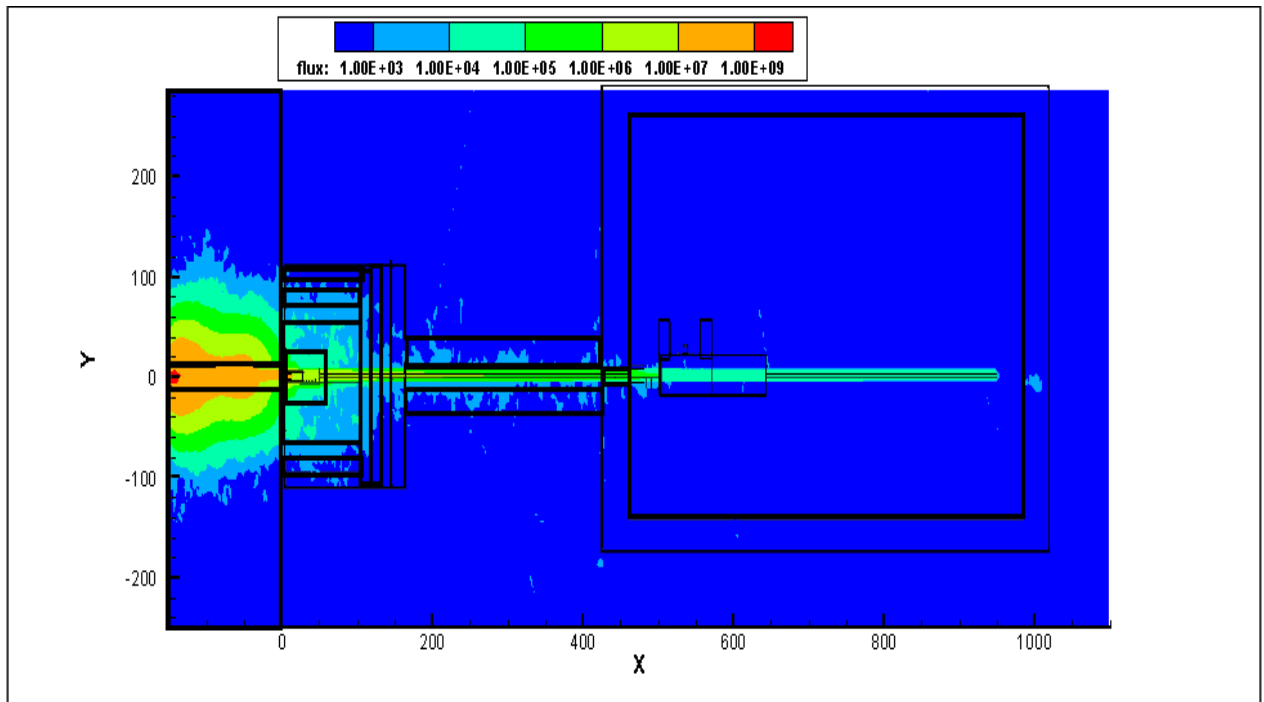


Figure III-13 : Mesh tally de la distribution de flux neutronique horizontal dans l'installation PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton barytine

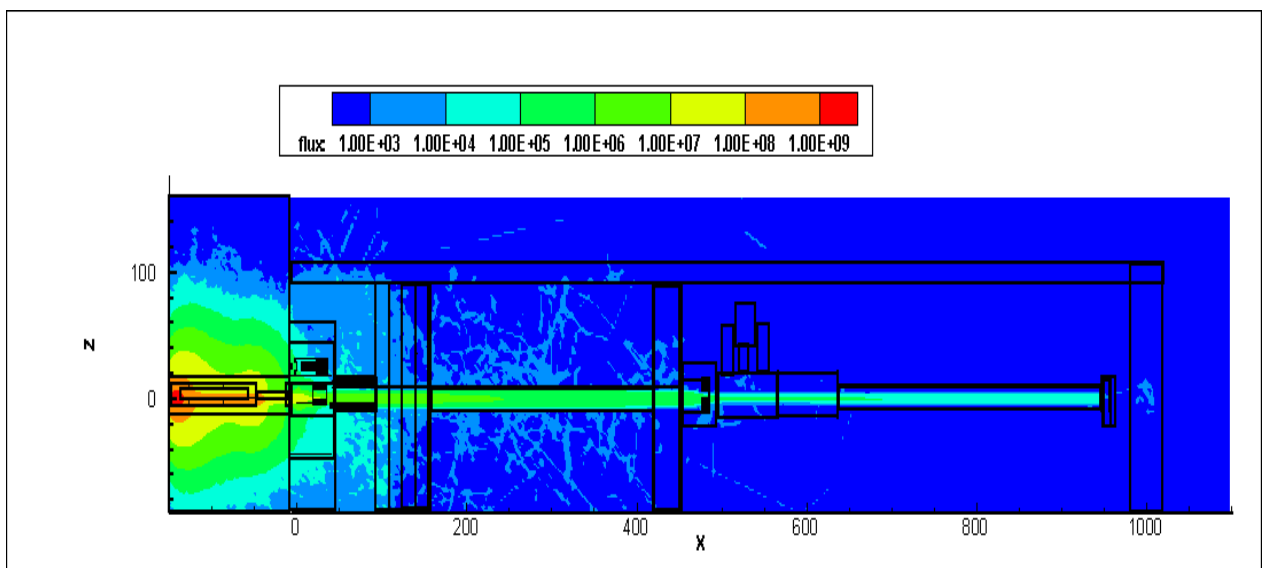


Figure III-14 : Mesh tally de la distribution de flux neutronique vertical dans l'installation PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton barytine

Pour les débits de dose des gamma, une épaisseur de 30cm est requise autour de l'obturateur primaire. Aussi, l'utilisation de béton à base de barytine limite le débit de dose des gamma à $10\mu\text{Sv/h}$ pour la zone de guide et le plafond (15cm d'épaisseur) excepte quelques rays, dont leurs débits de dose 0.1mSv/h .

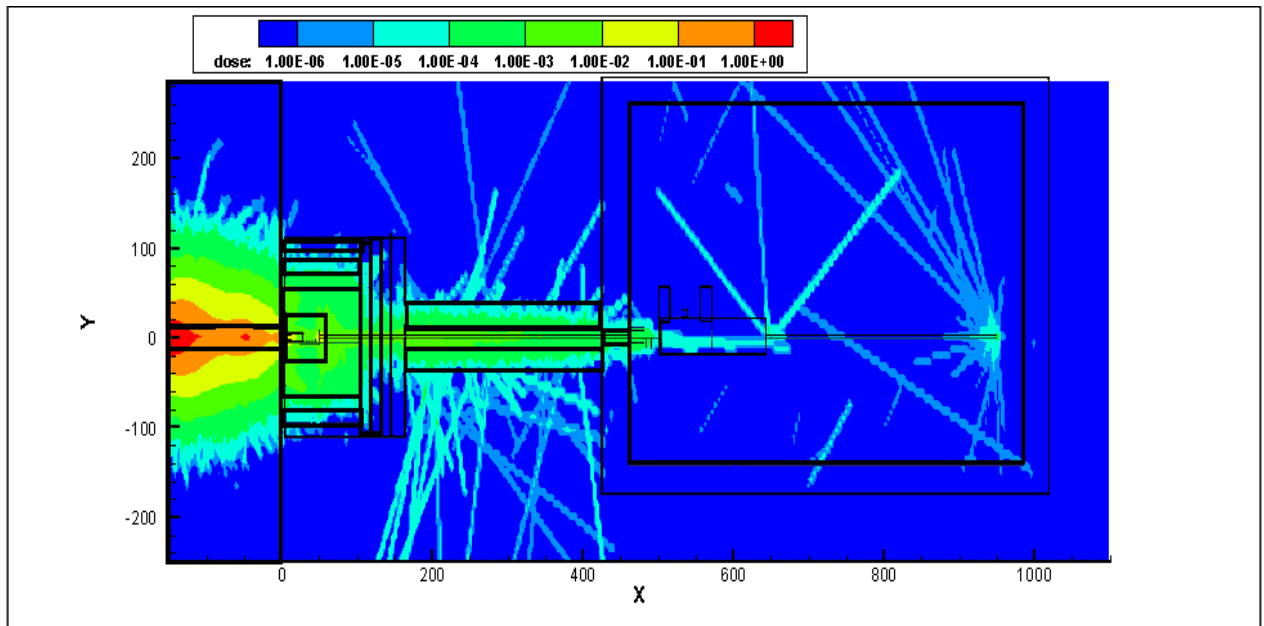


Figure III-15 : Mesh tally du gamma débit de dose horizontal dans l'installation PGAA (Sv/h) blindage béton barytine

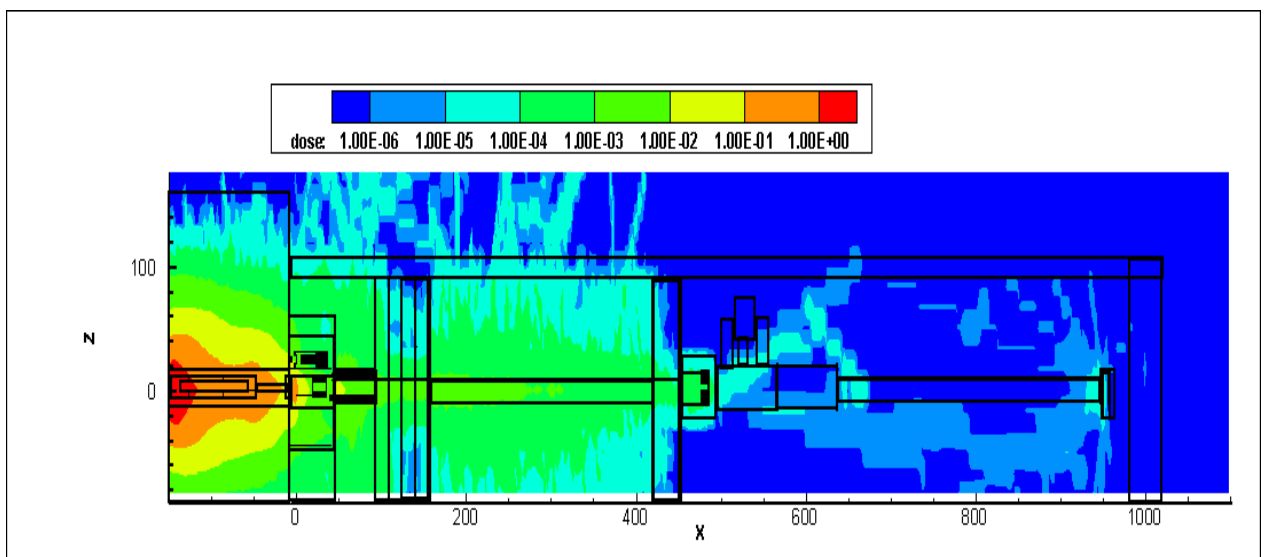


Figure III-16 : Mesh tally du gamma débit de dose vertical dans l'installation PGAA (Sv/h) blindage béton barytine

c) Résultats avec le Béton lourd

Des murs de béton lourd d'une épaisseur de 30cm entourant les zones d'obturateur primaire et du guide à neutron suffisent pour réduire significativement les neutrons. Et une dalle de 15cm d'épaisseur à un impact similaire contre les neutrons.

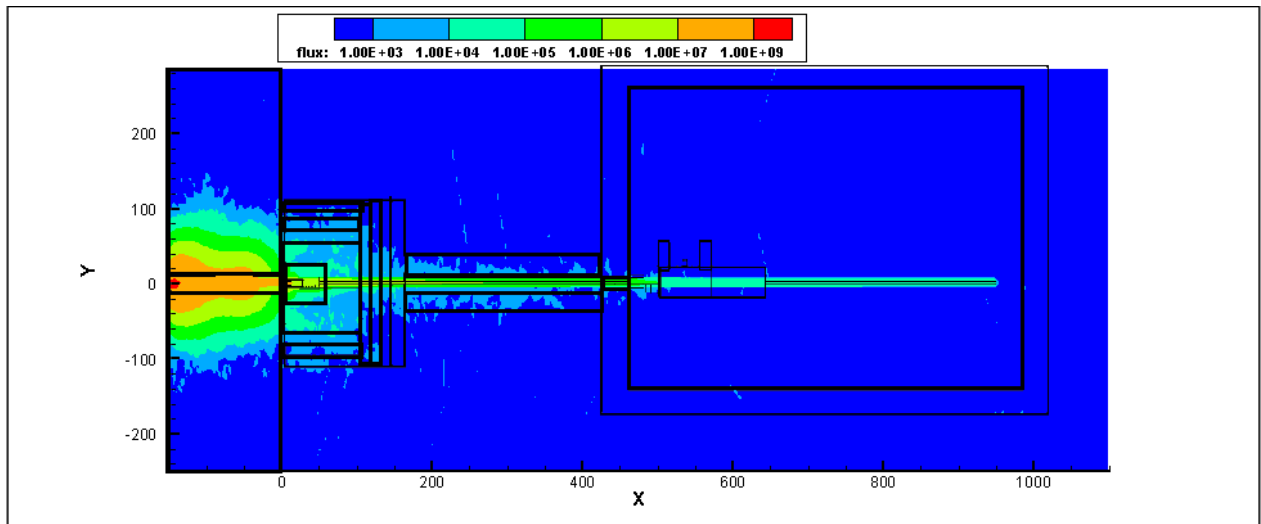


Figure III-17 : Mesh tally de la distribution de flux neutronique horizontal dans le système PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton lourd

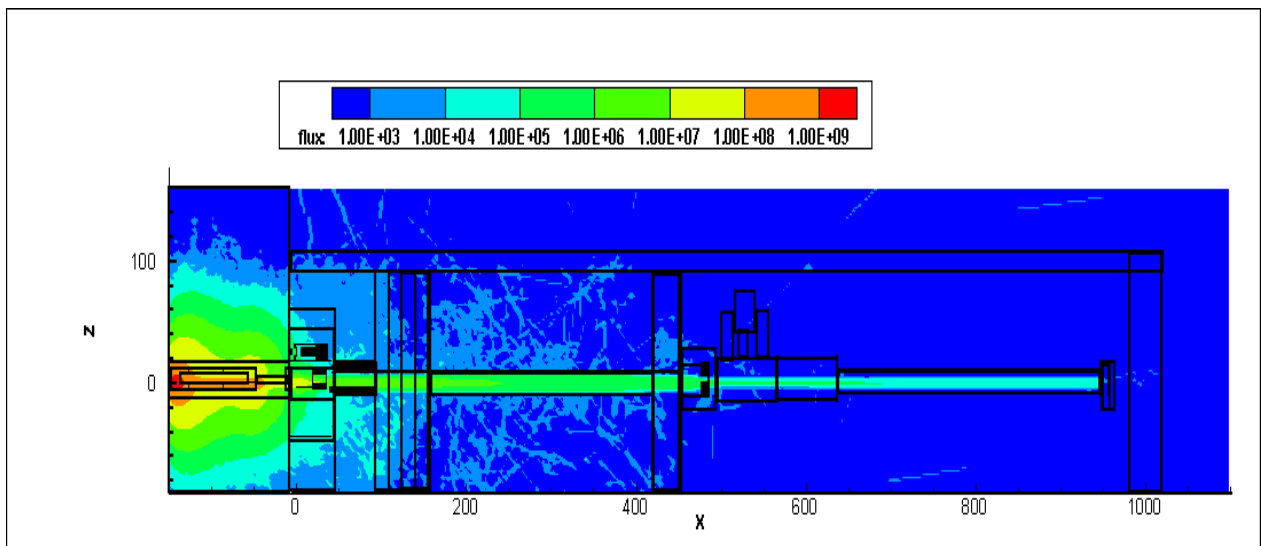


Figure III-18 : Mesh tally de la distribution de flux neutronique vertical dans le système PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton lourd

Le pourcentage de l'acier ajouté dans le béton lourd joue un rôle important sur la réduction du débit de dose des gamma. Il arrête complètement la radiation dans la zone d'obturateur et la salle de traitement et partiellement dans la zone de guide.

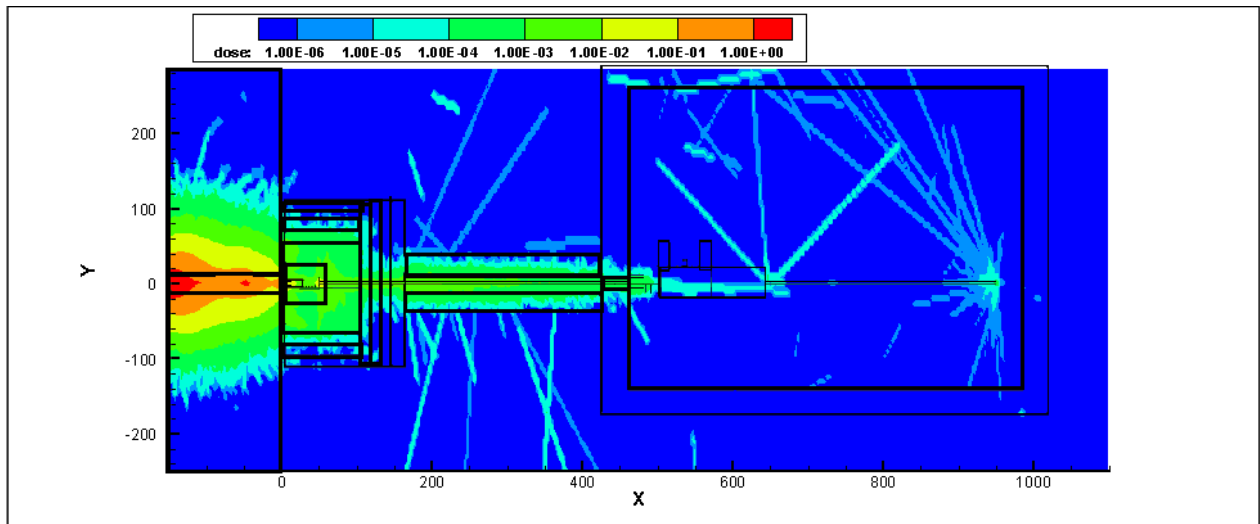


Figure III-19 : Mesh tally de la distribution de débit dose gamma horizontale dans le système PGAA (Sv/h) blindage béton lourd

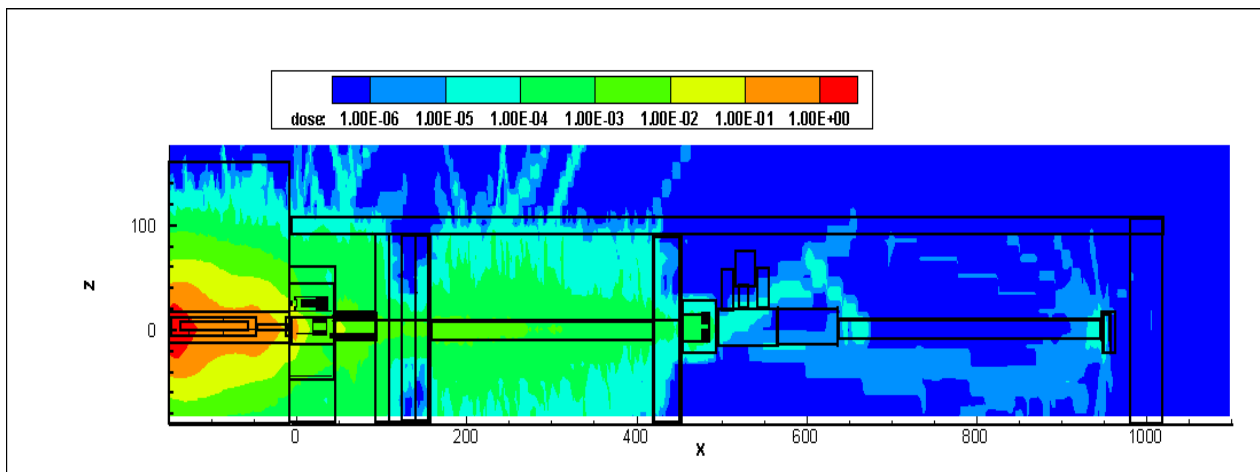


Figure III-20 : Mesh tally de la distribution de débit dose gamma verticale dans le système PGAA (Sv/h) blindage béton lourd

ii. L'obturateur primaire fermé

D'après l'étude précédente de l'obturateur primaire « *cas fermé* », on peut conclure qu'il est efficace pour arrêter les neutrons et gamma radiations. Mais prévoir un blindage supplémentaire est toujours requis pour le renforcement des zones contacts.

Dans cette section, on a évalué l'efficacité de blindage pour les trois matériaux de béton. Généralement 30cm d'épaisseur est suffisante pour cette zone. Un bruit de radiation pour les gamma de débit de dose équivalant de $10\mu\text{Sv/h}$ est présent au niveau du plafond.

a) Résultats avec blindage par le Béton ordinaire

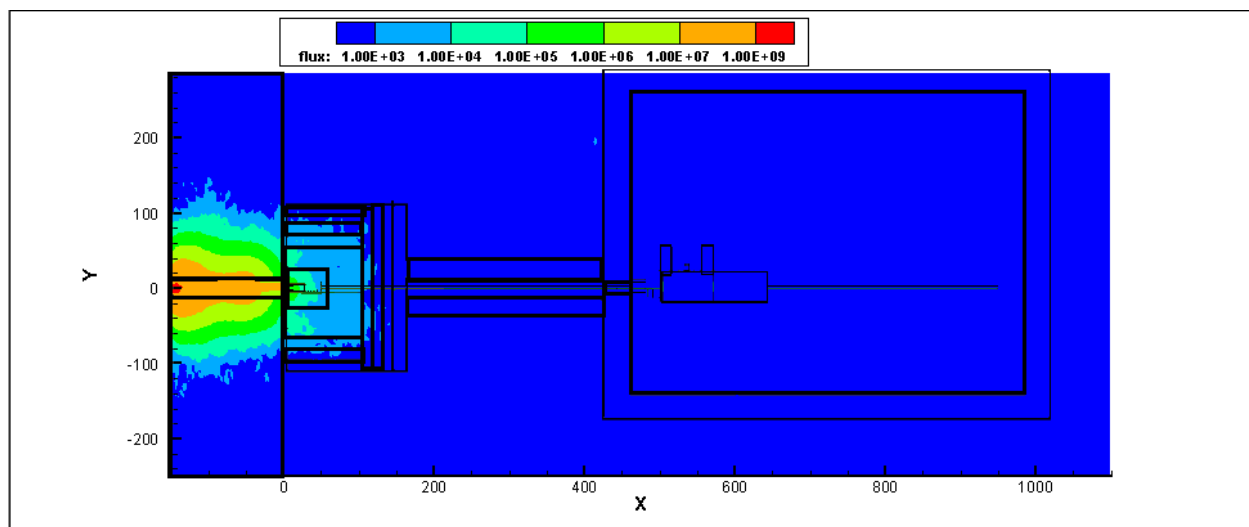


Figure III-21 : Mesh tally de la distribution de flux neutron horizontal dans le système PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton ordinaire

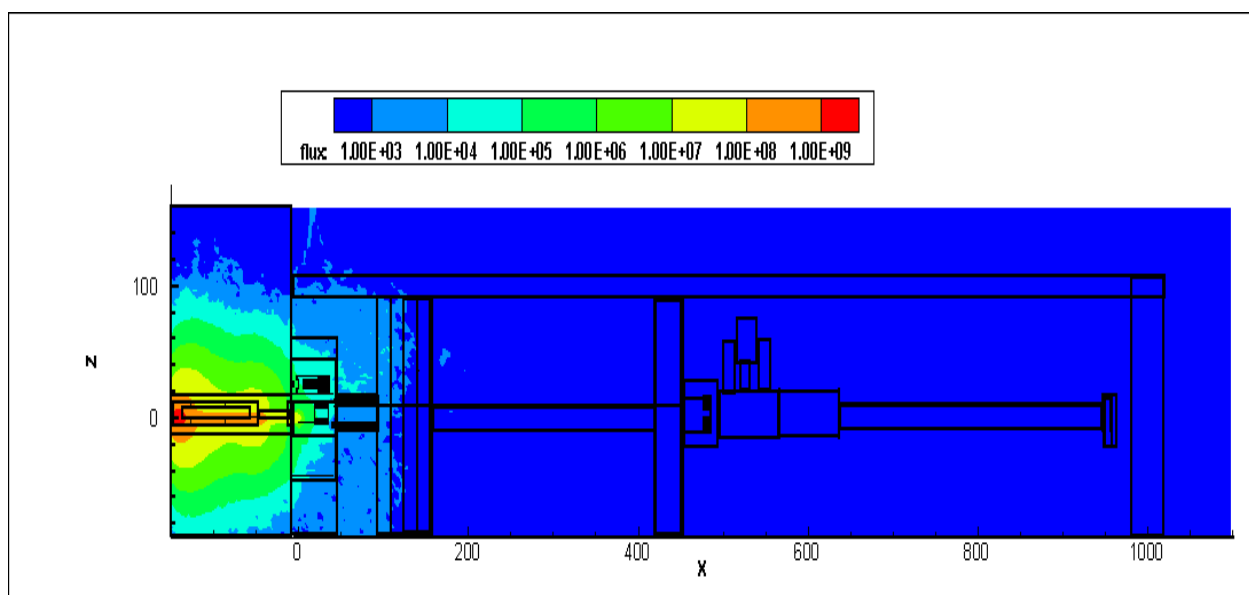


Figure III-22 : Mesh tally de la distribution de flux neutron vertical dans le système PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton ordinaire

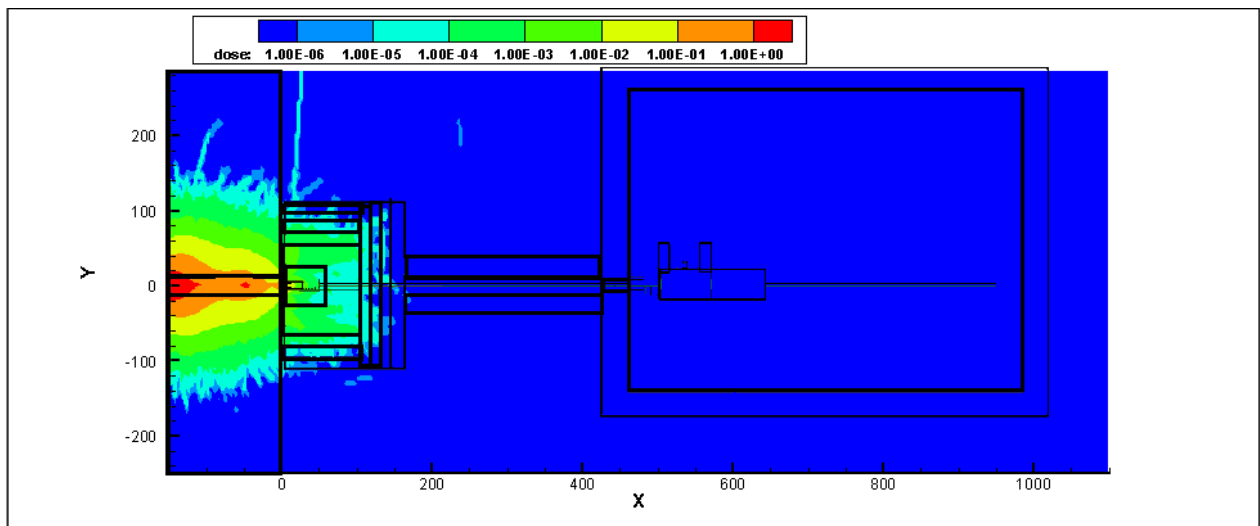


Figure III-23 : Mesh tally de la distribution de débit dose gamma horizontale dans le système PGAA (Sv/h) blindage béton ordinaire

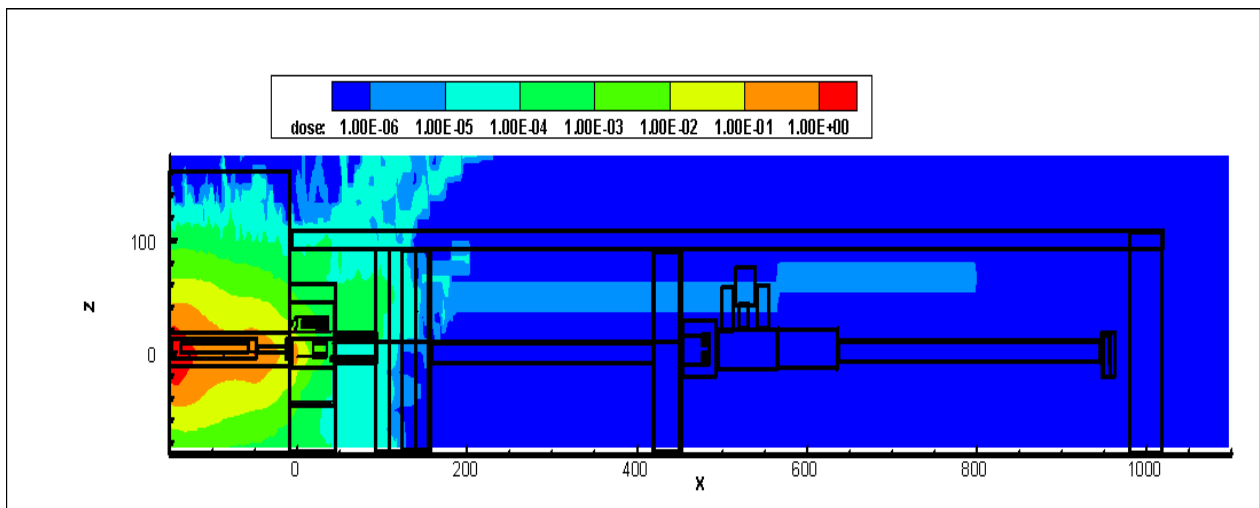


Figure III-24 : Mesh tally de la distribution de dose gamma verticale dans le système PGAA (Sv/h) blindage béton ordinaire

b) Résultats avec blindage par le Béton barytine

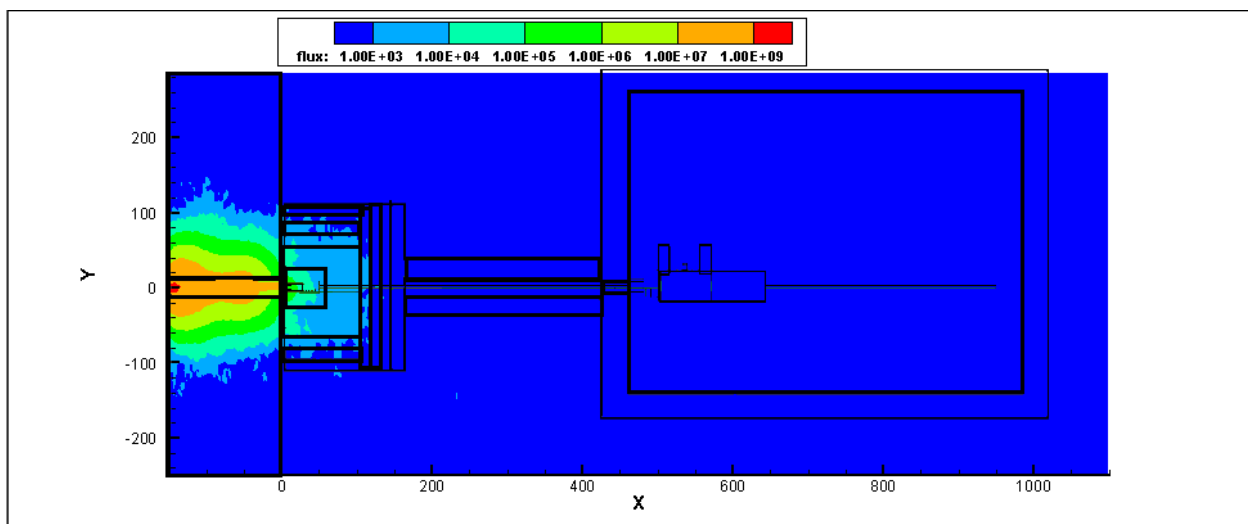


Figure III-25 : Mesh tally de la distribution de flux neutron horizontal dans l'installation PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton barytine

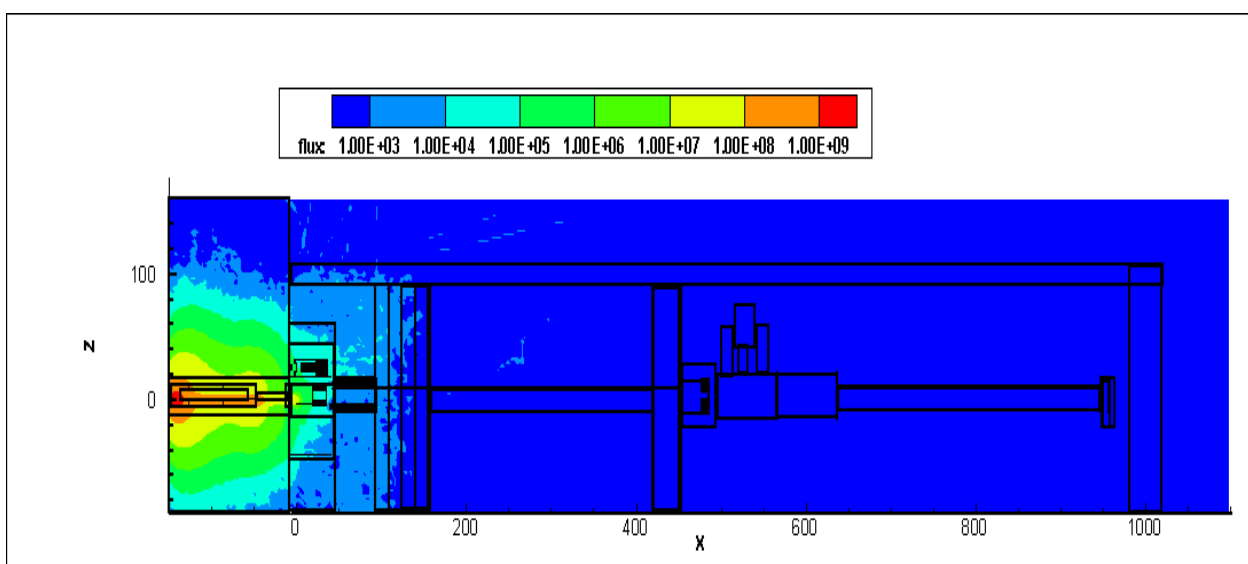


Figure III-26 : Mesh tally de la distribution de flux neutron vertical dans l'installation PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton barytine

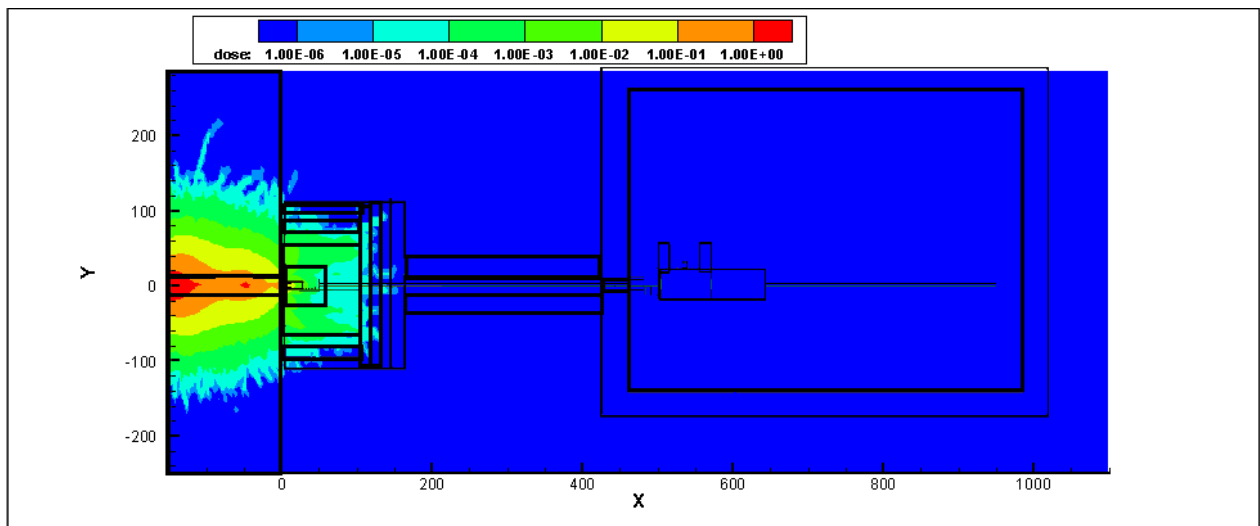


Figure III-27 : Mesh tally de la distribution de débit dose gamma horizontale dans l'installation PGAA (Sv/h) blindage béton barytine

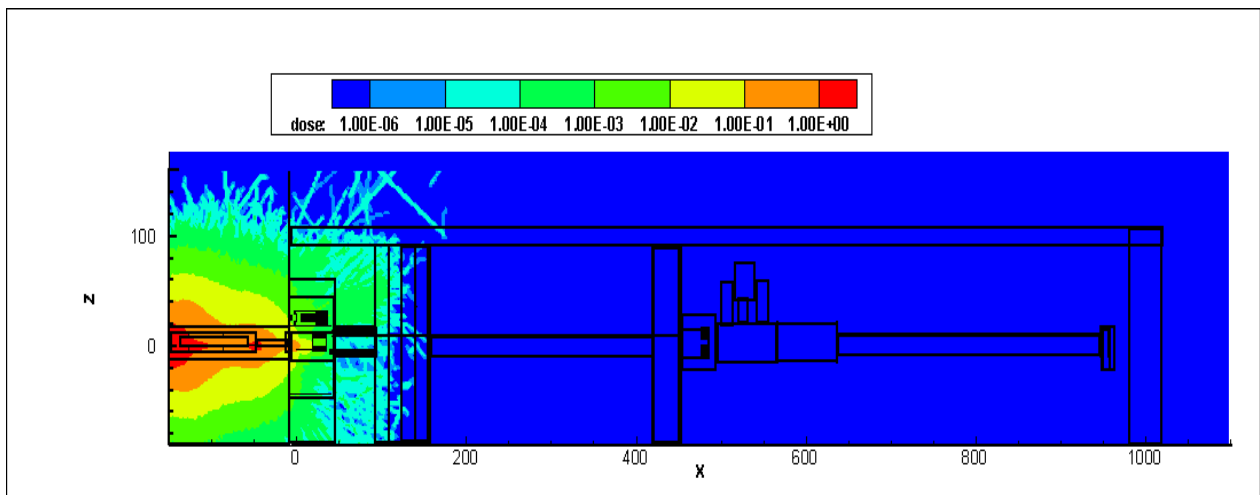


Figure III-28 : Mesh tally de la distribution de débit dose gamma verticale dans l'installation PGAA (Sv/h) blindage béton barytine

c) Résultats avec blindage par le Béton lourd

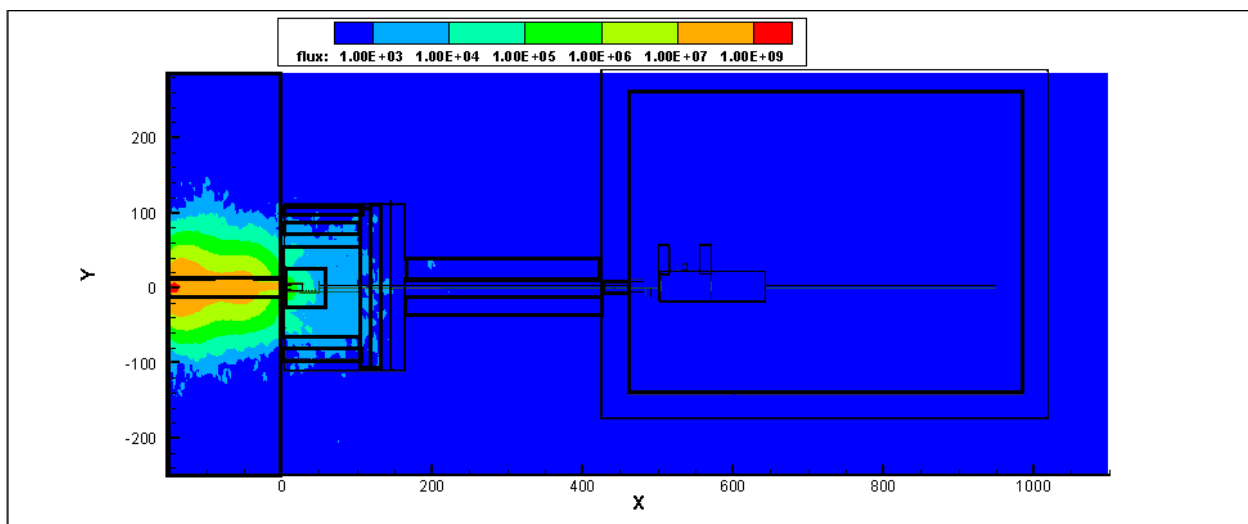


Figure III-29 : Mesh tally de la distribution de flux neutron horizontal dans le système PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton lourd

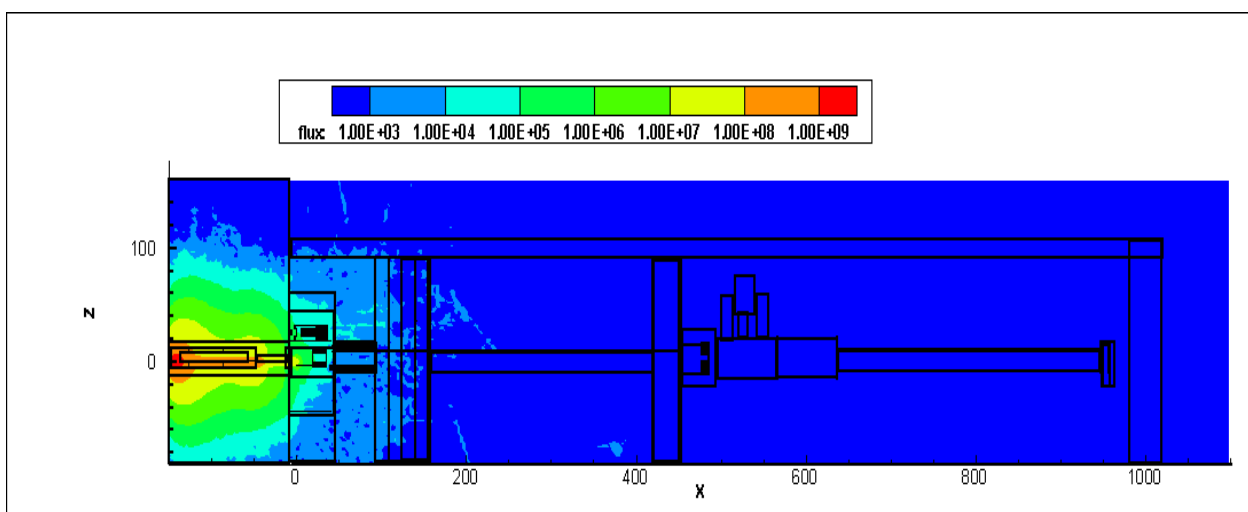


Figure III-30 : Mesh tally de la distribution de flux neutron vertical dans le système PGAA (n.cm-2.s-1) blindage béton lourd

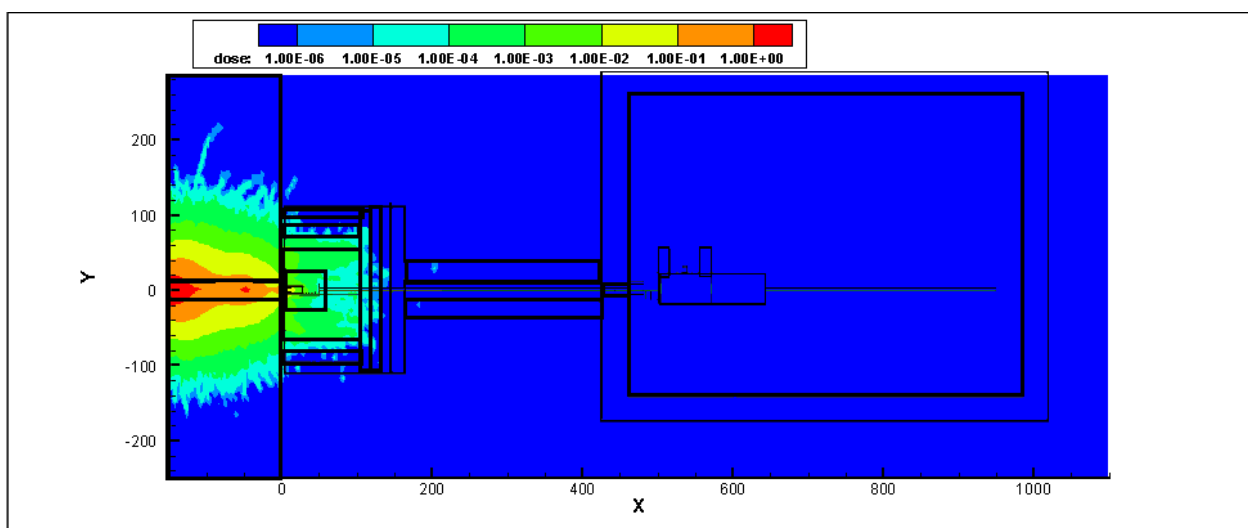


Figure III-31: Mesh tally de la distribution de débit dose gamma horizontale dans le système PGAA (Sv/h) blindage béton lourd

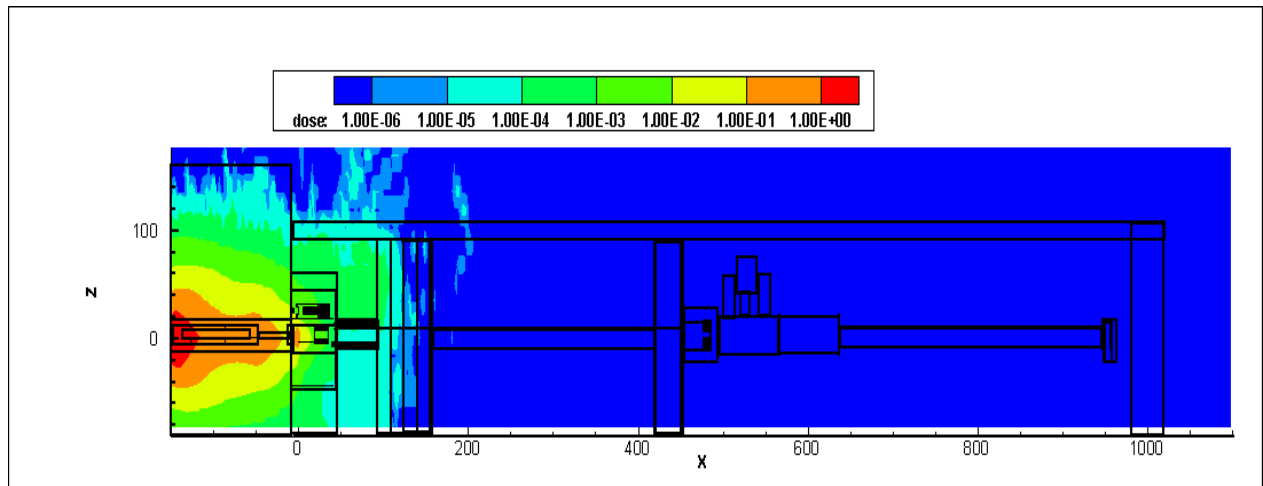


Figure III-32 : Mesh tally de la distribution de débit dose gamma verticale dans le système PGAA (Sv/h) blindage béton lourd

III-4. Configuration finale du blindage

D'après les études présentées dans la section III-3, et les contraintes de la charge au sol et les dimensions du *hall* réacteur, la configuration finale du blindage qui sera adoptée est celle à du béton à base de barytine, sous forme des briques de deux types de dimension (90*65*100 cm et (90*65*80cm) et avec un plafond de 20cm d'épaisseur.

Les briques sont montées sur une base de brique d'épaisseur 20cm pour la répartition de la charge au sol. Divisé en deux zones, il couvre séparément la zone d'Obturbateur et guide à neutron où le blindage est monté par le 1^{er} type de béton et la salle de mesures employer le 2^{ème} type.

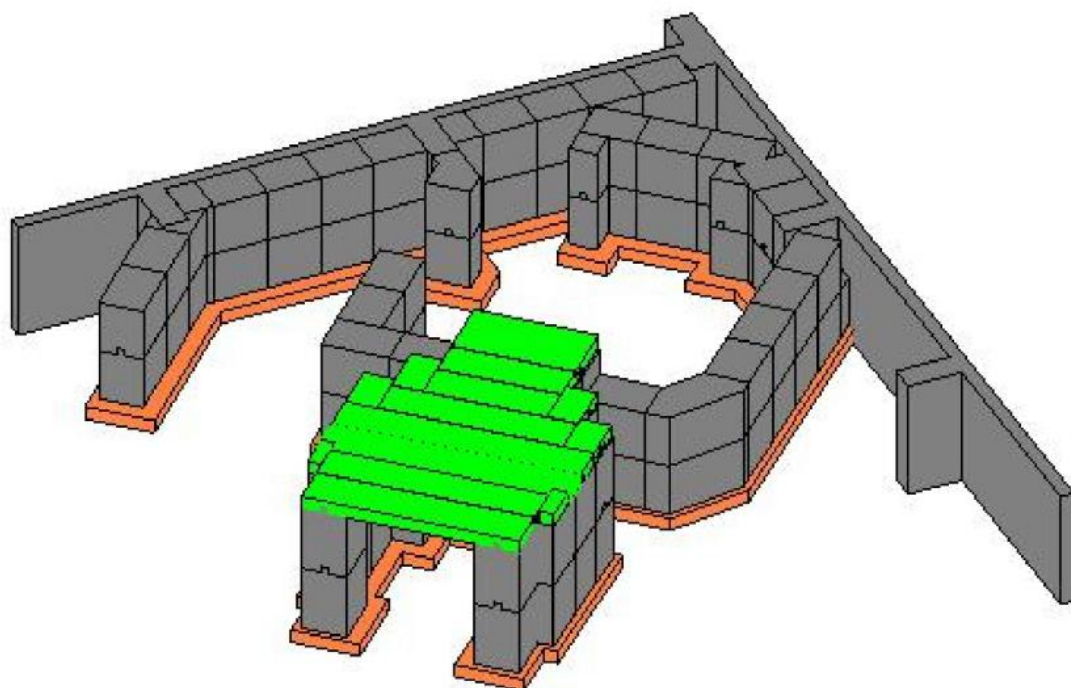


Figure III-33 : Configuration finale de blindage 3D pour l'installation PGAA avec le béton barytine

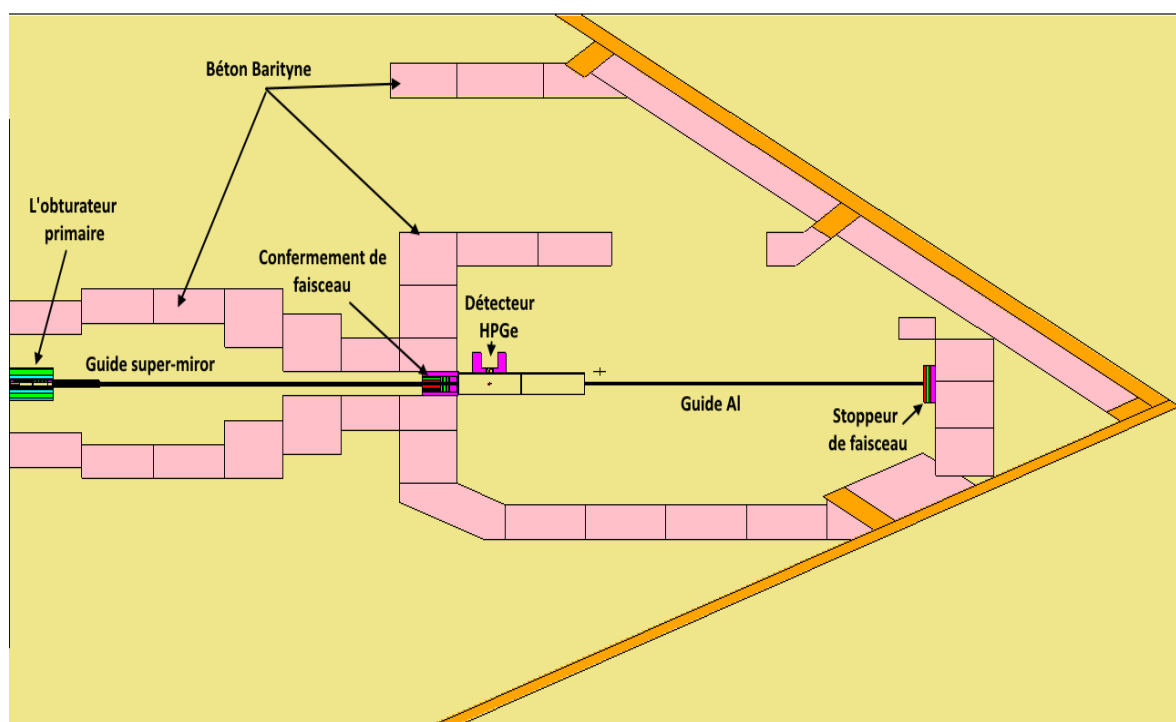


Figure III-34 : Géométrie et structure de l'installation PGAA est le blindage à base de béton barytine (section transversal)

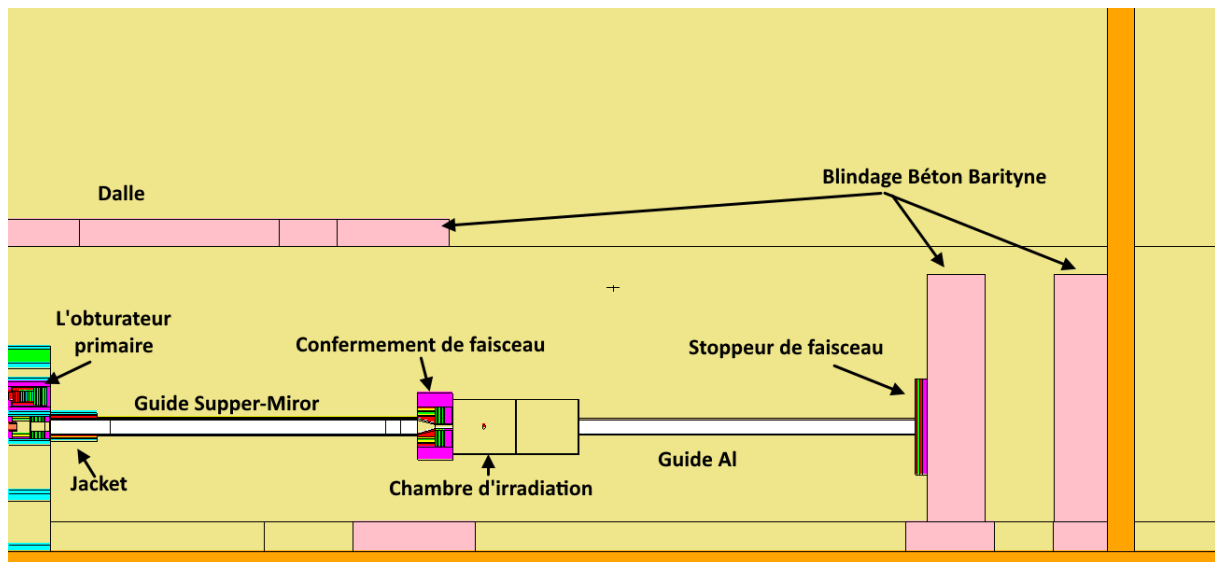


Figure III-35: Géométrie et structure de l'installation PGAA est le blindage à base de béton baryte (section longitudinal)

D'après les résultats présentés dans les figures ci-dessous. Cette configuration de blindage est optimale pour sécuriser les employés et les instruments de mesure de l'installation PGAA. Ainsi ce blindage est efficace pour réduire les débits de dose totale à l'extérieur du système à des valeurs inférieure à $10\mu Sv/h$.

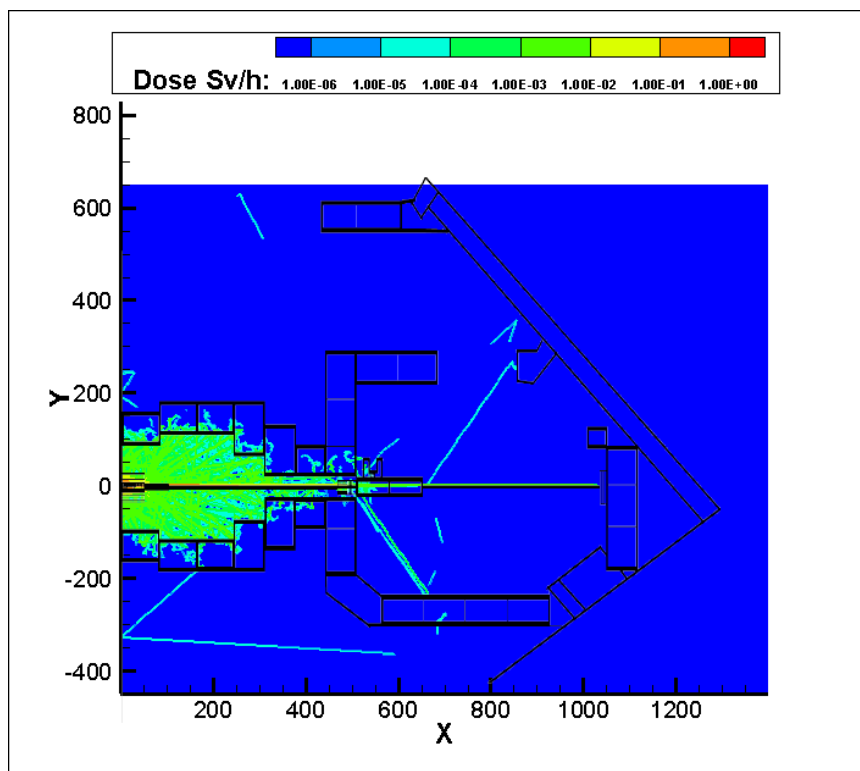


Figure III-36 : Mesh tally de la distribution de débit dose neutron horizontal dans le système PGAA (Sv/h) blindage final avec le béton barytine

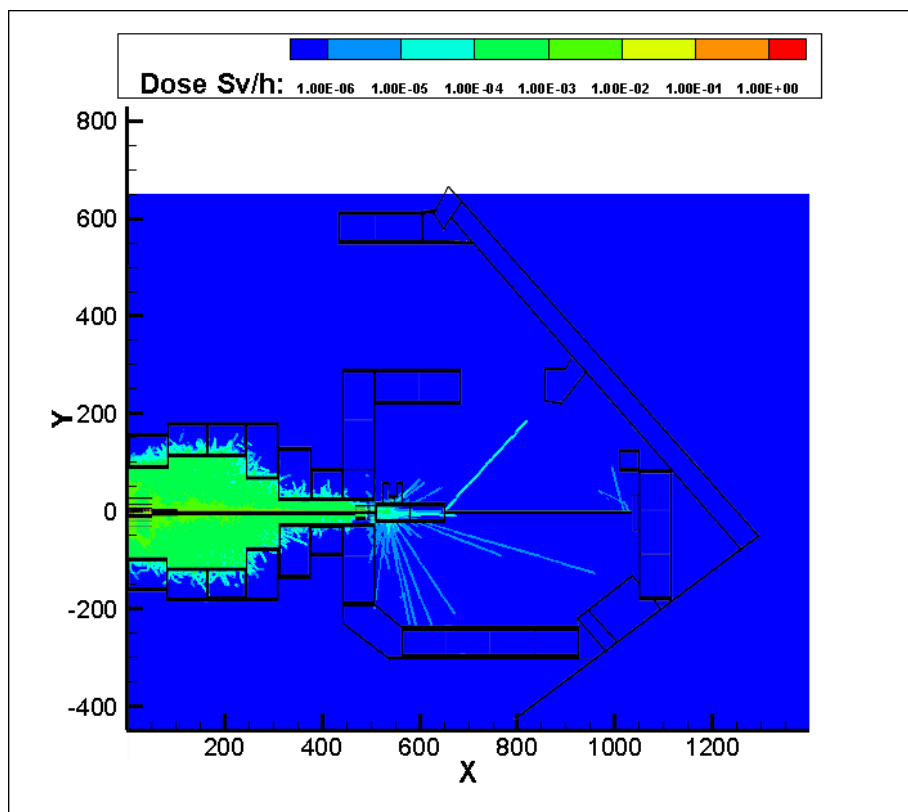


Figure III-37: Mesh tally de la distribution de débit dose gamma horizontal dans le système PGAA (Sv/h) blindage final avec le béton barytine

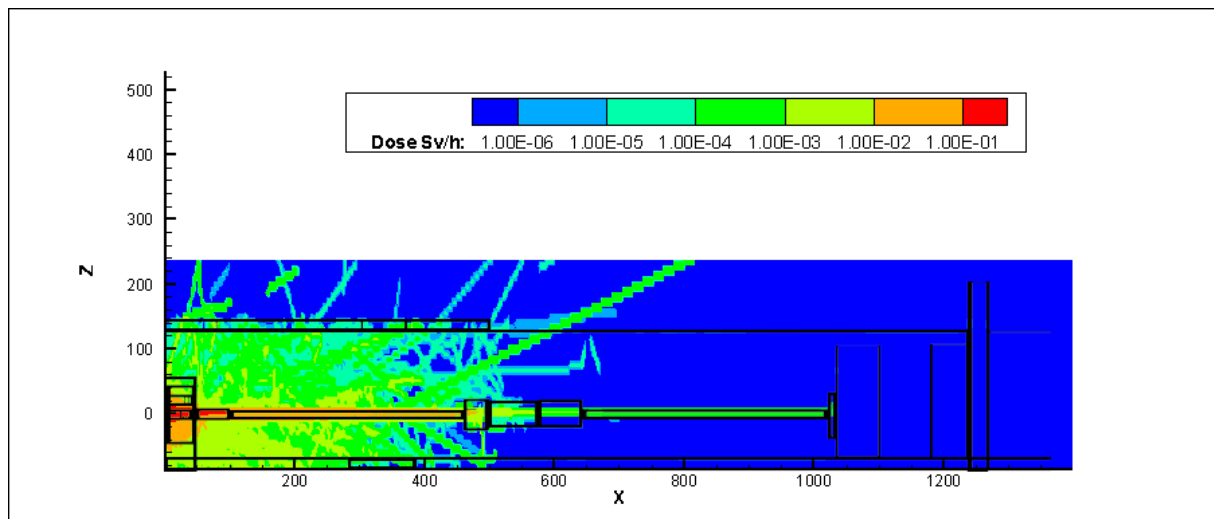


Figure III-38: Mesh tally de la distribution de débit dose neutron verticale dans le système PGAA (Sv/h) blindage final avec le béton barytine

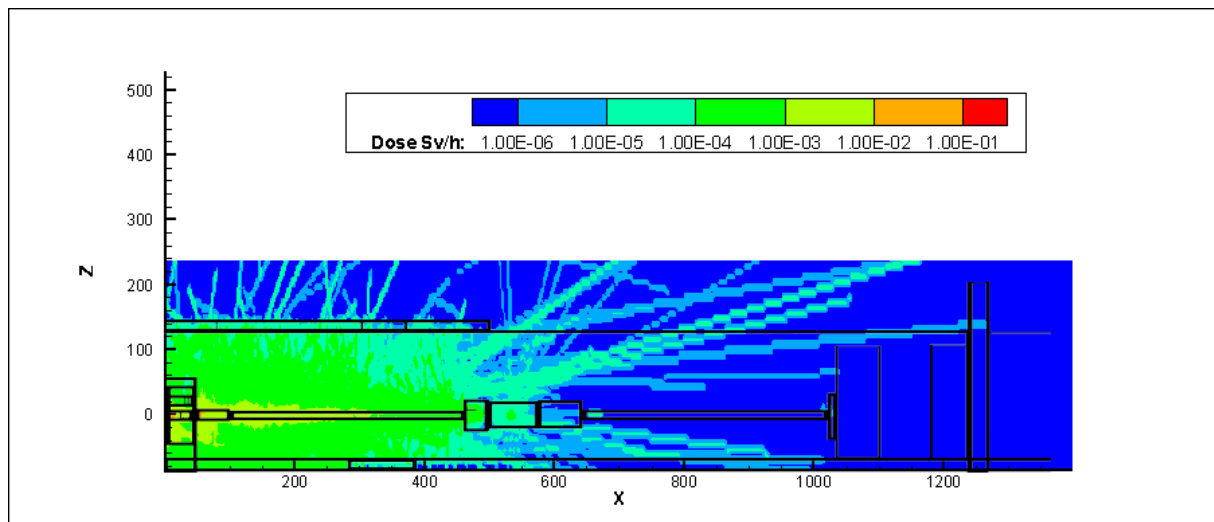


Figure III-39: Mesh tally de la distribution de débit dose gamma verticale dans le système PGAA (Sv/h) blindage final avec le béton barytine

III-5. Pénétration rayonnement sous-sol

L'évaluation par les débits de dose au sous-sol du hall du réacteur qui se situe en dessous de la zone occupée par les instruments PGAA, en particulier l'obturateur primaire est préconisé. Pour cela une extension du modèle MCNP, qui concerne le sol du hall, a été réalisée avec une dalle de béton 50 cm d'épaisseur (Figure III-40).

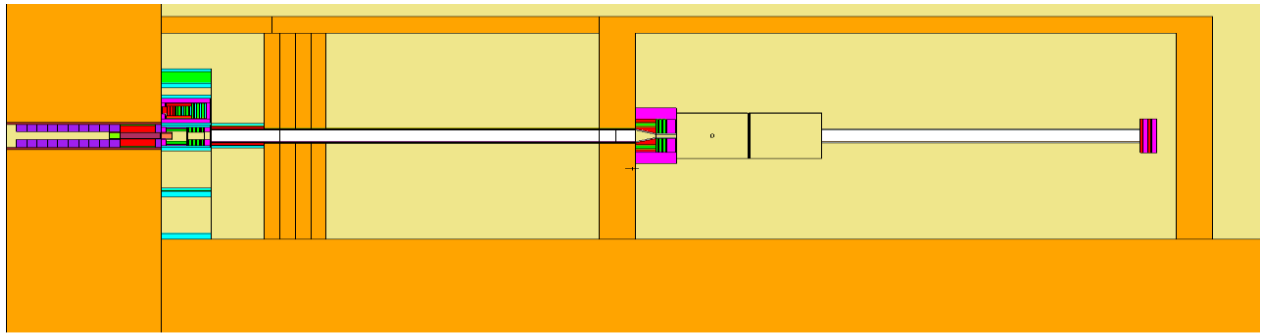


Figure III—40 : Arrangement les instruments dans système PGNAA

Deux calculs ont été effectués respectivement pour les débits de dose de neutron et ceux des gamma en SV/h pour l'objectif d'évaluer l'impact de l'utilisation de système PGAA sur le sol du hall du réacteur. Ces derniers sont présentés respectivement dans les figures III.41 et III.42.

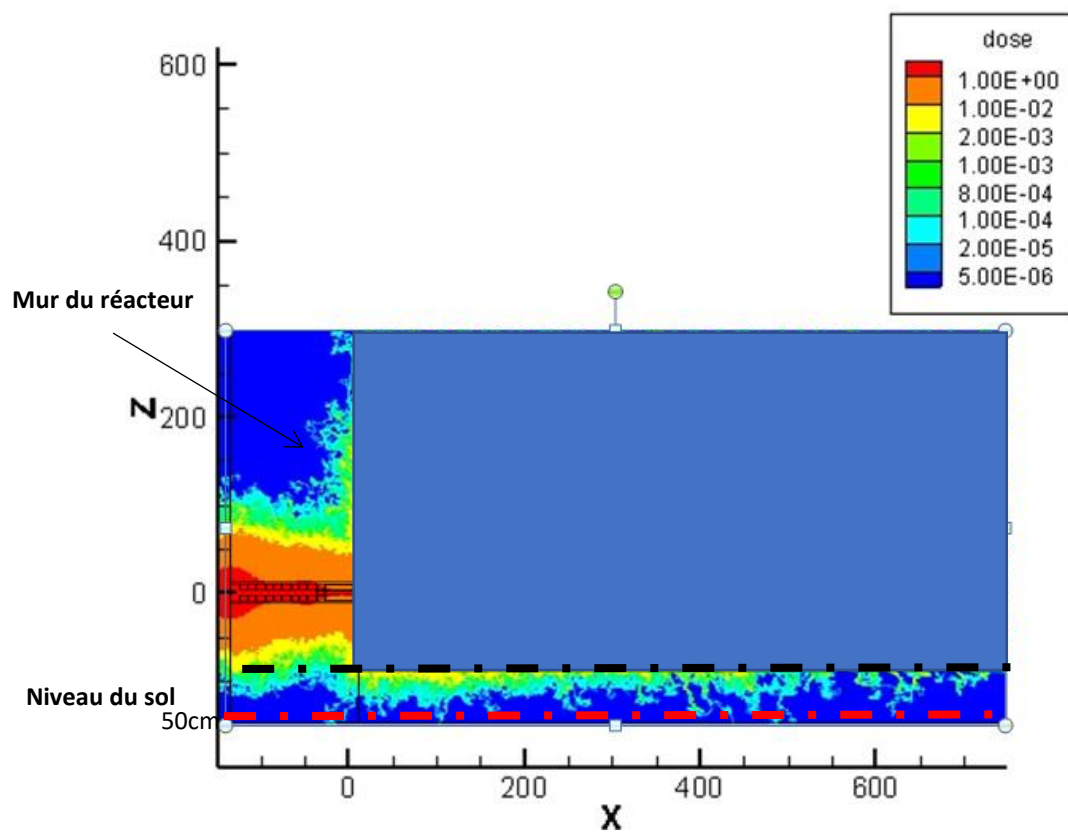


Figure III—41 : Cartographie du débit de dose de neutron dans le mur de réacteur est sous-sol en Sv/h

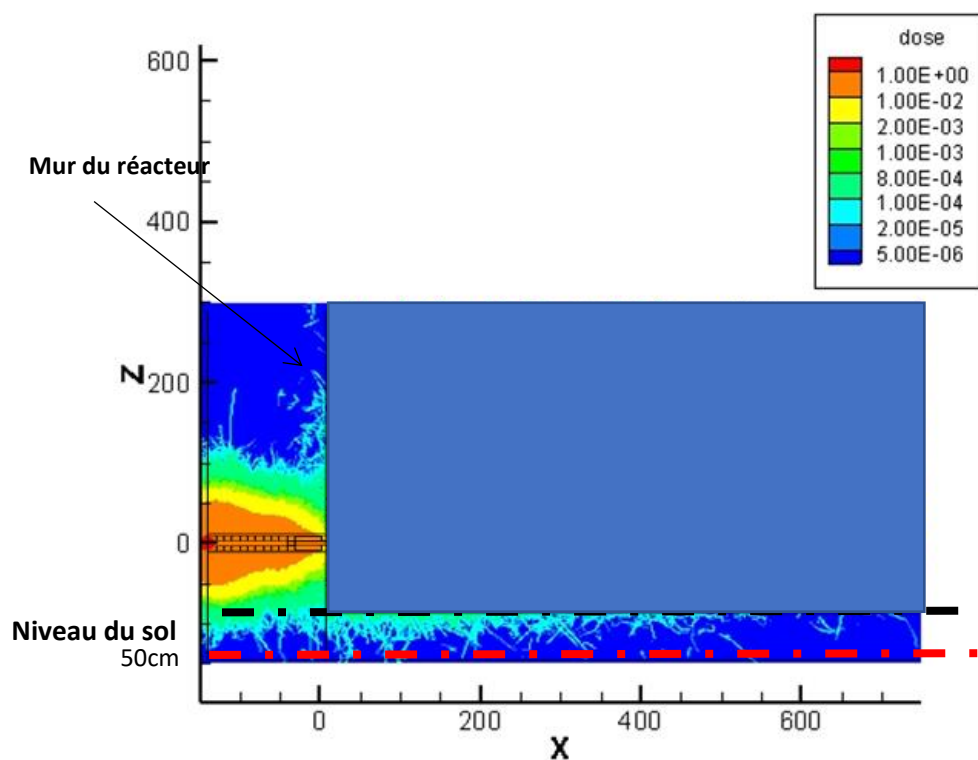


Figure III—42: Cartographie des débits de dose gamma produite par interaction(n,γ) dans le mur de réacteur est sous-sol en Sv/h

D'après les résultats trouvés, on peut conclure qu'aucune disposition n'est nécessaire pour l'accès au sous-sol du réacteur durant l'exploitation du dispositif expérimental. Environ 50 cm d'épaisseur de la dalle du hall du réacteur, déjà existante, s'avère efficace pour réduire le débit de dose au sous-sol du réacteur à moins de $10\mu Sv/h$ pour les neutrons et les gamma d'activations produits au démarrage du réacteur à une puissance de $2MW$.

III-6. Conclusion

Le but de l'utilisation de béton a pour objectif de diminuer ou de remplacer totalement le blindage métallique, notamment en plomb et acier.

La baryte (ou barytine) est une espèce minérale qui existe à l'état naturel et qui, grâce à ses caractéristiques, est idéale comme agrégat de béton pour la fabrication des bétons lourds et de protection efficace contre le rayonnement.

Bien que les résultats de simulation ont permis d'optimiser les dimensions du blindage biologique ainsi que de choisir le matériaux adéquat pour une protection efficace, il est recommandé d'effectuer des mesures de débit de dose autour de l'installation au moment des tests l'installation du dispositif expérimental pour confirmer ces calculs. Comme adopté dans la pratique un balisage s'avère suffisant si le débit de dose mesuré présente des valeurs légèrement supérieures aux limites réglementaires.

IV. : Analyses de Sureté

IV-1. Introduction

Sous l'irradiation plusieurs interactions sont produites au niveau des noyaux des matériaux composant le collimateur (milieu cible). Pendant l'interaction une partie de l'énergie cinétique des rayonnements sera transmise aux noyaux du milieu cible. Ce transfert d'énergie induit un déplacement des noyaux, qui se traduit par un gonflement, du milieu cible sous forme d'énergie cinétique qui est traduite par la suite par des agitations thermiques supplémentaires des atomes du milieu qui se mesurent par un changement de sa température. Les réactions nucléaires telles la capture (n, γ) et les réactions de transmutation (n, p) et (n, α) induisent une activité résiduelle en le transformant en source radioactive.

Depuis 2011, la catastrophe de Fukushima a tiré des remarques importantes sur le grave déficit dans les concepts de sûreté nucléaire et dans les niveaux de sûreté des centrales. La vulnérabilité des centrales nucléaires face aux risques naturels (en particulier sismiques)[33]–[35]. Dans le reste dans ce chapitre nous évaluons la qualité de l'installation en cas de sismique basé sur le règlement de construction parasismique (RPS 2000) a été approuvé par le décret n° 2-02-177 du 9 hijr 1422(22février 2002)[36].

IV-2. Modélisation et simulation des effets induits par les différents régimes d'irradiation sur le collimateur

Le collimateur a pour rôle principal la mise en forme du faisceau de neutrons qui traverse le canal NB1. Il permet d'avoir à la sortie un faisceau quasi parallèle. Il joue également le rôle d'un blindage qui permet d'éliminer tous les neutrons qui diffusent sur ses parois. Il est constitué de plusieurs composants, chacun joue un rôle particulier, à savoir, des anneaux cylindriques en Fer à faible teneur en carbone (Acier au carbone) type E235 et d'autres composées de Polyéthylène à Haute Densité (HDPE) et du B_4C , support en Aluminium (Al), une chambre à vide en aluminium et un Filtre de Saphir (figure IV-2).

L'étude présentée dans ce rapport traite l'Acier au carbone E195. Le (tableau IV-1) ci-dessous présente les compositions élémentaires des Aciers au carbone type E195 et l'E235 qui compose notre collimateur. Sachant que les radioéléments produits durant l'activation du E195 et E235 ayant des périodes relativement longues sont le Mn qui donne le Mn56 et le Fe qui donne le Fe55 et Fe59. Le Mn56 disparaît complètement après 10 jours de décroissance vue

que sa demi-vie est 2.57h. En se basant sur la teneur en Fer dans les deux types d'Acier au carbone, on peut considérer uniquement le Fer dans cette évaluation qui dépasse les 98% en teneur. Et par conséquent l'évaluation de E195 sera surestimée par rapport au E235 sachant que la teneur de E195 en Fer est légèrement supérieure à celle du E235 sujet de notre évaluation.

Tableau IV—1 : Composition des Aciers au carbone E195 et E235 en %

Acier au carbone type	C	Si	Mn	P	S	Fe
E235	Max 0,17	Max 0,35	Max 1,2	Max 0,045	Max 0,045	98,19
E195	0,15	0,35	0,7	0,045	0,045	98,71

Ce travail repose sur l'évaluation des trois phénomènes induits par les interactions rayonnements (Neutron et Gamma) matière au niveau du collimateur : i- la Chaleur dégagée, ii- la Radioactivité induite et iii- le Gonflement sous différents régimes d'irradiation, et de suivre le comportement de ces effets en fonction du temps de fonctionnement du réacteur.

L'évaluation de la variation de la température du collimateur est le résultat de l'utilisation d'un programme Fortran de transfert de chaleurs et le code COMSOL Multiphysics 5.3. Les données d'entrée utilisées sont générées par le code MCNP6.2.

La Radioactivité induite a été déterminée par un programme numérique, basé sur la résolution de l'équation de Batman, développé sous le langage FORTRAN 90 et validé par *Neutron Activation Calculator* développé par NIST (*Center for Neutron Research*).

Enfin pour estimer le gonflement du collimateur, on a créé deux modèles MCNP6.2 du collimateur isolé et entouré par environ un mètre de béton. Par la suite le code SPECTER[37] a été utilisé pour déterminer le taux du débit de dose (en DPA/s) reçu par le collimateur qui mènera à déterminer le changement de son volume. Un autre phénomène qui peut avoir lieu au niveau du collimateur est la dilatation thermique. Cette dernière a été évaluée en se basant sur l'augmentation, causée par les rayonnements, de la température du collimateur.

i. Variation de la température dans le collimateur

L'évaluation de la variation de la température du collimateur est basée sur l'estimation de l'augmentation de la température dans le collimateur due aux rayonnements provenant du cœur

du réacteur. Cette évaluation sera basée sur plusieurs régimes de fonctionnement du réacteur pour déterminer ses performances dans les cas les plus extrêmes.

Afin de calculer la variation de température dans le collimateur on a développé un programme numérique sous le langage FORTRAN 90 qui résout l'équation de la chaleur avec source interne en coordonnées cylindriques (r, x) en utilisant la méthode des différences finie. La validation de ce programme est réalisée par plusieurs tests de comparaison avec les résultats obtenus par le logiciel COMSOL Multiphysics 5.3.

COMSOL Multiphysics est un logiciel de simulation numérique basé sur la méthode des éléments finis. Ce logiciel permet de simuler de nombreux phénomènes physiques et applications en ingénierie, et tout particulièrement les phénomènes couplés ou les simulations multiphysiques. Il a été développé par des étudiants de *Germund Dahlquist* (1925-2005) à la *Royal Institute of Technology* à *Stockholm*. Il possède aussi l'interface MATLAB, pour faire une association COMSOL/MATLAB.

C'est un logiciel multiplateforme : Windows, Mac, GNU-Linux, il contient la plupart des équations aux dérivées partielles (EDP), soit sous forme différentielle, soit sous formulation faible. Les couplages avec des équations aux dérivées ordinaires (EDO) et des équations algébro-différentiels (EAD) sont également possibles. Et il utilise une interface graphique, comme on peut utiliser un peu de programmation directe.

La particularité de ce programme réside dans le fait que toutes ces étapes sont intégrées dans une seule interface. Doté de modules d'applications optionnels qui offrent des interfaces spécialisées notamment en mécanique linéaire et non-linéaire, acoustique, écoulement, transfert de chaleur, génie chimique, géophysique, électromagnétisme basse et haute fréquence, corrosion, plasma, suivi de particules, optimisation, *Micro-Electro-Mechanical Systems* "MEMS", ainsi qu'avec les logiciels de CAO et Matlab.

Afin d'obtenir une distribution de l'énergie déposée par les particules incidentes (photon, neutron) proche de la distribution réelle interagissant dans le collimateur, on a créé un modèle MCNP6.2 du collimateur discret en un maillage de 1 cm suivant l'axe de symétrie du cylindrique (Figure IV-1). Grâce à ce modèle, une distribution de l'énergie déposée a été générée pour être utilisée pour l'évaluation de son impact sur la variation de la température du collimateur.

On a effectué deux calculs en utilisant deux sources différentes (une source de neutron et une source de photon) surfaciques, sous forme d'un disque de rayon $r = 7\text{cm}$ situés à la surface 1 (voir figure IV-1) qui ont une distribution énergétique respective représentée par les spectres (figure II-6 et II-7) avec une discrétisation énergétique de 35 groupes comprise entre 1.10^{-9} et 17 MeV. Le spectre neutronique utilisé a été calculé grâce à un modèle MCNP approché du réacteur Triga Mark II du CENM au niveau de son canal NB1 à la position de la surface 1 et validé par des mesures effectuées par des moniteurs de flux[18].

Pour obtenir la variation de la température dans le collimateur, on a utilisé l'équation de la chaleur avec source interne, par l'introduction des résultats obtenus par le code MCNP6.2, de la source des neutrons et des gamma, en coordonnées cylindriques. La résolution de cette équation est effectuée en utilisant la méthode des différences finie par le moyen d'un Programme numérique développé sous le langage FORTRAN et les résultats ont été comparés, pour des fins de validation, à ceux obtenus par le Logiciel COMSOL Multiphysics.

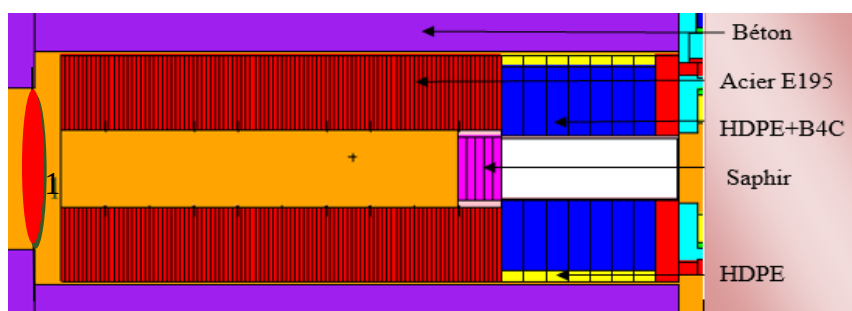


Figure IV-1 : Modèle 2D du collimateur discret, obtenu par le code MCNP6.2

Les propriétés des matériaux utilisés dans les calculs sont présentées dans le tableau IV-2. La température de départ adoptée dans tous les calculs est la température ambiante : 298K (25°). Les contacts physiques des différents composants du collimateur sont considérés parfaits. Dans les deux cas (voir plus loin) : i- Collimateur isolé et ii- collimateur implanté dans un bloc de béton. Les deux systèmes sont considérés isolés dans cette évaluation.

Tableau IV—2: Propriétés thermiques des matériaux composant de collimateur

Matériau	Capacité thermique $J/Kg.K$	Conductivité thermique $W/m.K$	Température de Fusion °C
Acier au carbone	490	47,5	1450
PE	1900	0,38	140
Béton	880	1,8	----

Le modèle MCNP6.2 nous a permis de déterminer la puissance induite par les flux des neutrons et des gamma dans le collimateur intégré sur chaque pas de 1cm. Ces résultats ont été introduits dans le programme Fortran et COMSOL pour évaluer la distribution de la température au long du collimateur.

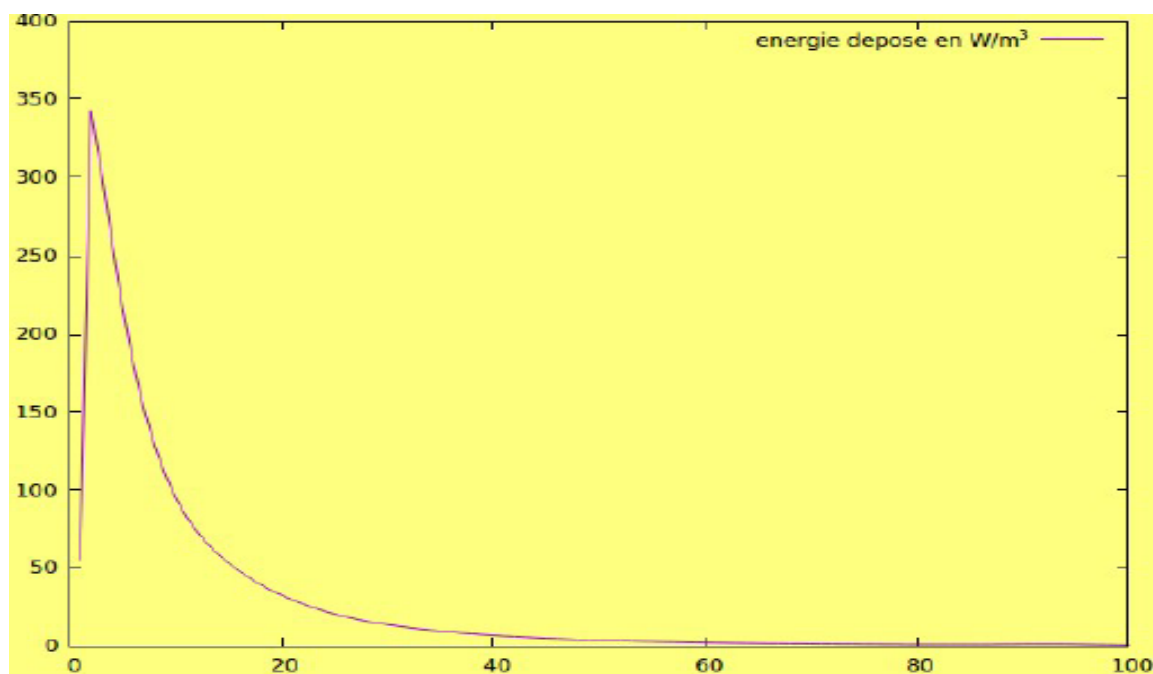


Figure IV-2 : Distribution de la puissance en (W/m^3) induite dans le collimateur en fonction de sa longueur calculée par le code MCNP6.2.

Dans un premier temps on a effectué une comparaison entre les deux programmes pour la validation du programme Fortran. Ce choix est basé sur le fait que le programme COMSOL a des limitations d'utilisation par rapport au programme Fortran, vu nos exigences, dans certains cas, du point de vue précision et découpage. Pour cela, certains résultats ont été calculés uniquement par le programme Fortran

Les résultats de la distribution de la température obtenus en fonction de la longueur du collimateur pour une heure d'irradiation par les deux programmes sont présentés dans les figures IV-3 et IV-4. Le tableau IV-3 récapitule une comparaison des résultats obtenus à l'entrée (0 m de la source) et à la sortie (1 m de la source) du collimateur par les deux outils.

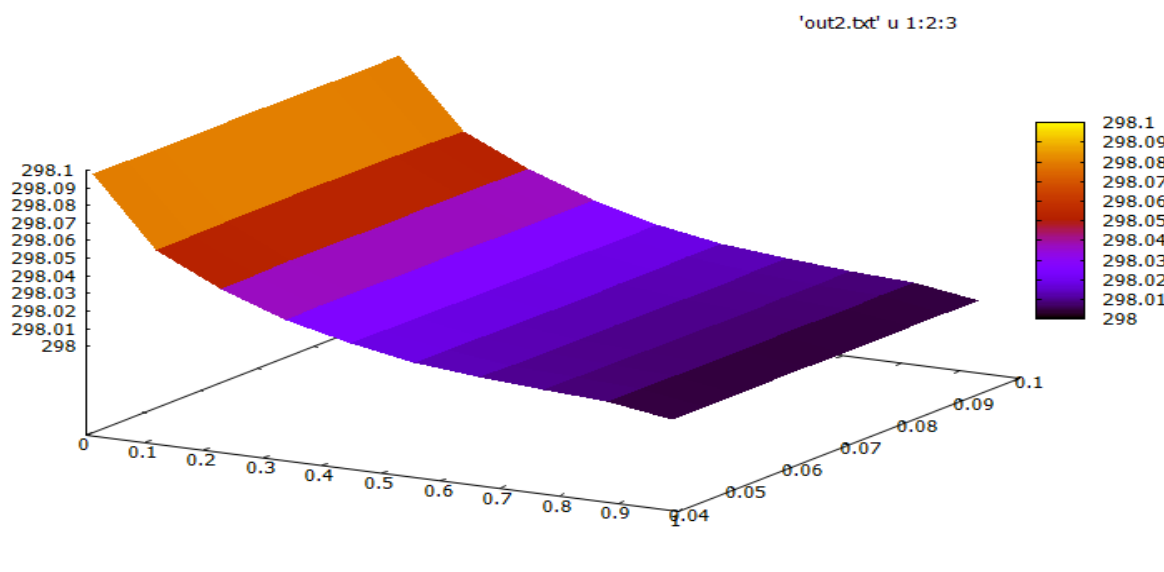


Figure IV-3: Distribution de la température (en K) dans le collimateur après une heure d'irradiation obtenue par le programme Fortran durant un heur d'irradiation

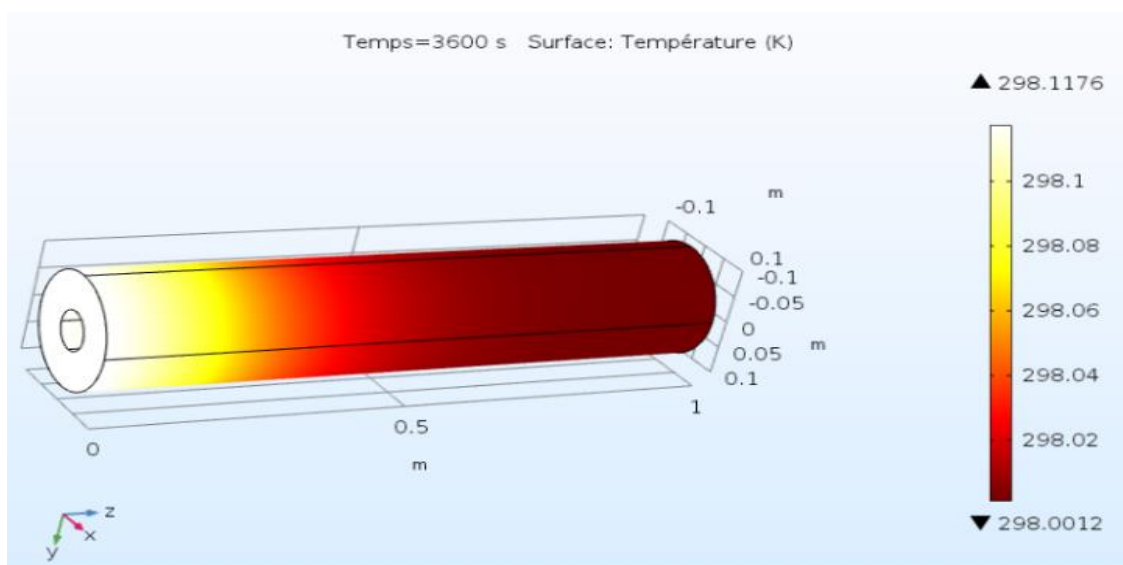


Figure IV-4: Distribution de la température dans le collimateur après une heure d'irradiation obtenue par le code COMSOL.5.3 durant un heur d'irradiation

Tableau IV—3 : Test de comparaison entre résultats obtenus par COMSOL et le Programme de l'équation de la chaleur.

Résultats obtenus par	T (K) à 0m de la source	T (K) à 1m de la source
Notre programme	298,0979	298,0012
COMSOL5.3	298,1176	298,0012
Écart relatif	6,61 E ⁻⁵	1,35 E ⁻⁵

Par la suite on a utilisé le Programme Fortran pour suivre l'évolution de la température dans le collimateur entouré dans un bloc de béton de 0.9 mètre (voir figure IV-6) pour s'approcher à la réalité du cas.

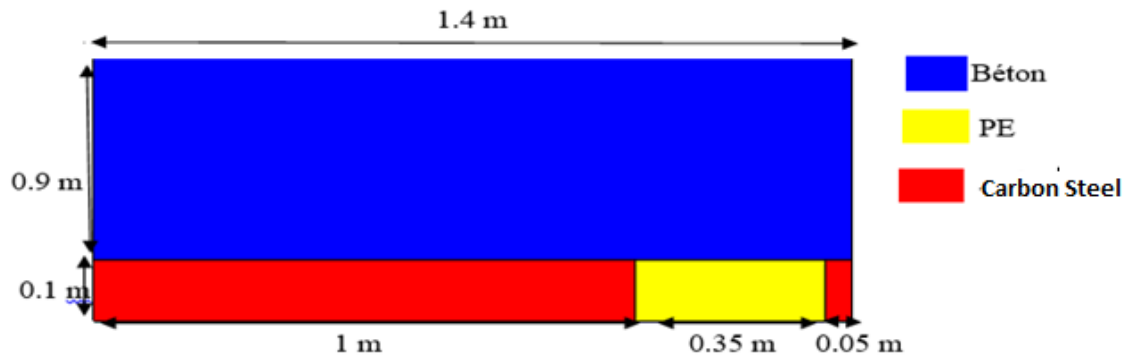


Figure IV-5: Géométrie de résolution de l'équation de chaleur.

Deux cas de fonctionnement différent ont été modélisés :

- **1^{er} cas : 1 Mois de fonctionnement du réacteur à une puissance de 2MW, avec 8 h d'irradiation par jour.**

La figure IV-6 représente l'évolution de la température en fonction du temps pour une période de 1 mois avec des cycles de 8h/j. La température maximale atteinte pour ce cas est de l'ordre de 298,27 K avec une augmentation de 0.27 K. L'estimation de l'augmentation de la température durant une journée (8h d'irradiation continue), révèle une augmentation de 0.17K accompagné d'une baisse de la température au cours de la journée (voir figure IV-7) de l'ordre de 0.15 K.

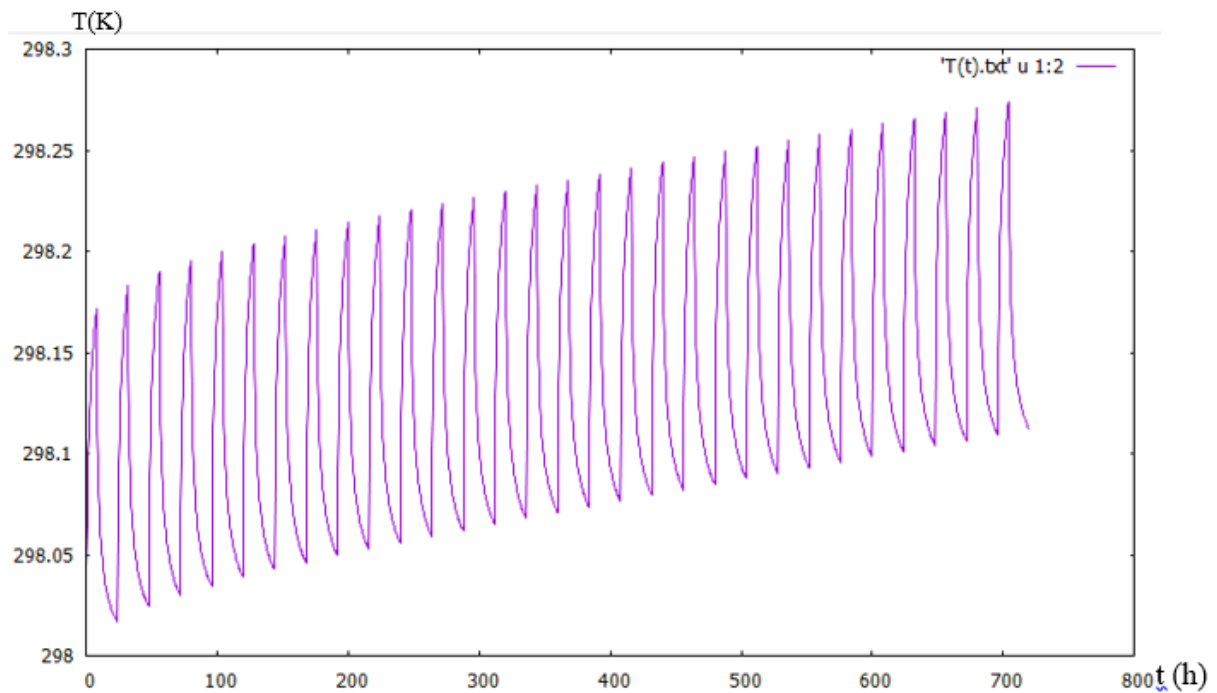


Figure IV-6 : Variation de la température maximale dans le collimateur en fonction du temps pendant 1 mois de fonction du réacteur avec des cycles de 8h/j.

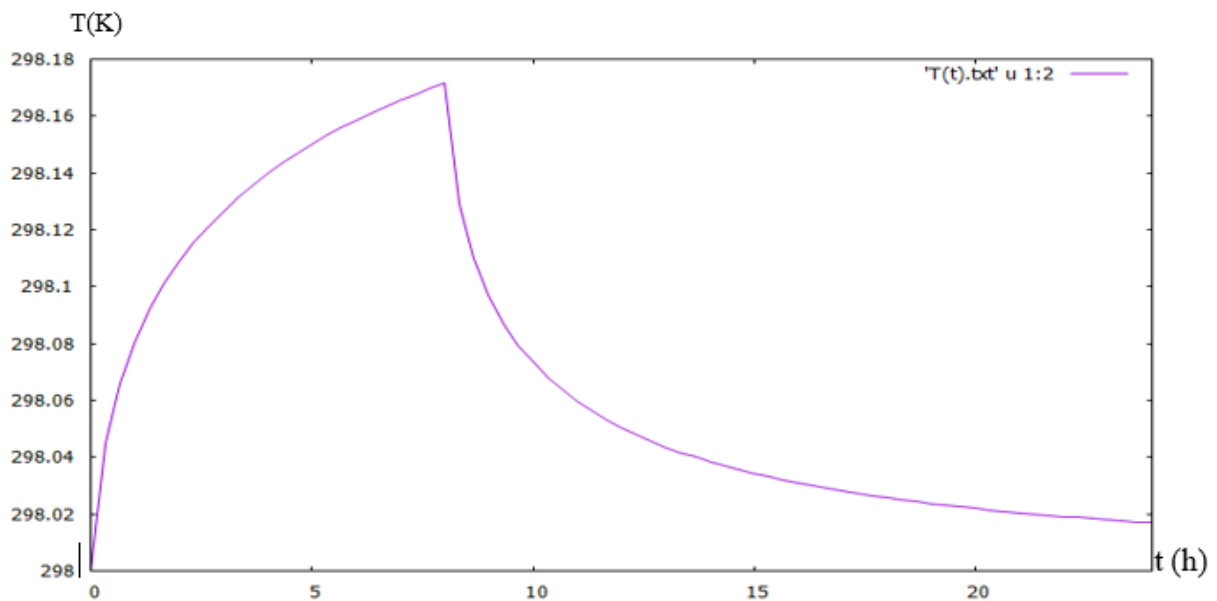


Figure IV-7: Comportement de la variation de température dans le collimateur durant 24h incluant 8h de fonctionnement du réacteur et 16h de refroidissement.

2^{ème} cas : Le réacteur en fonctionnement continu d'une période d'un mois.

Afin d'avoir une estimation sur l'impact de l'irradiation sur le collimateur, on a considéré les pires des cas : 1 mois de fonctionnement du réacteur sans arrêt. Les résultats sont présentés dans les figures IV-8 et IV-9 obtenus par les programmes respectifs Fortran et COMSOL. Ce cas extrême révèle une augmentation minimale de l'ordre de 1K après 720 h d'irradiations.

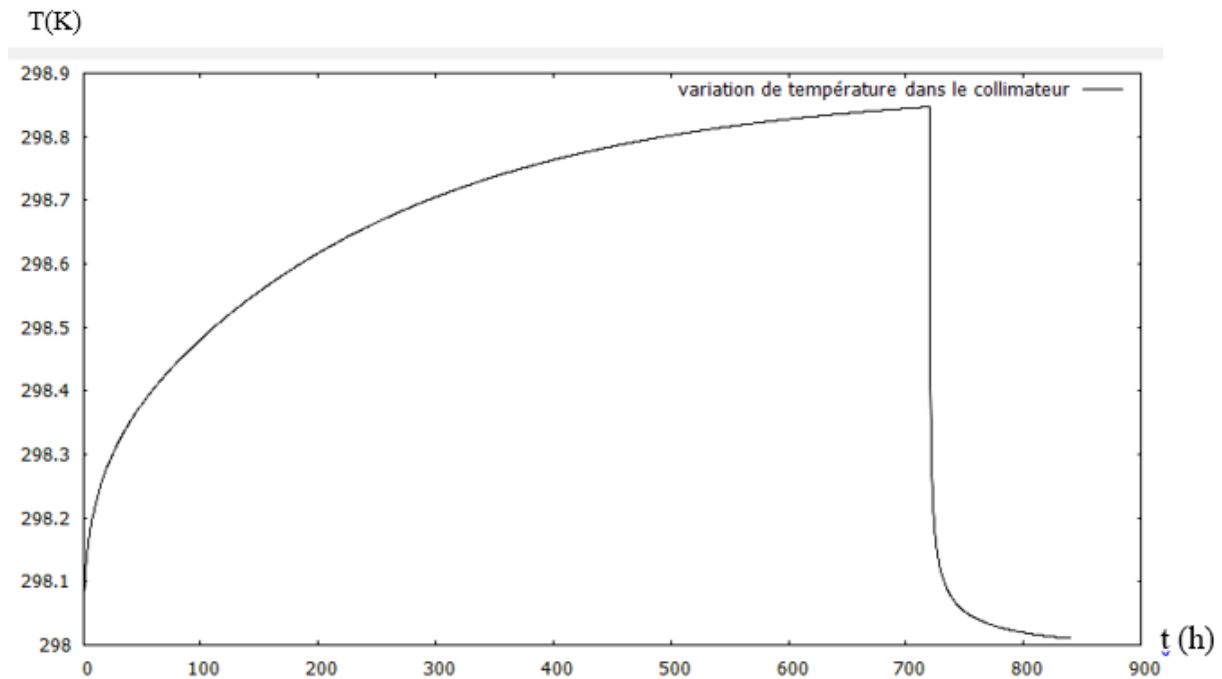


Figure IV-8: Variation de la température maximale dans le collimateur pendant 1Mois d'irradiation continue code FORTRAN

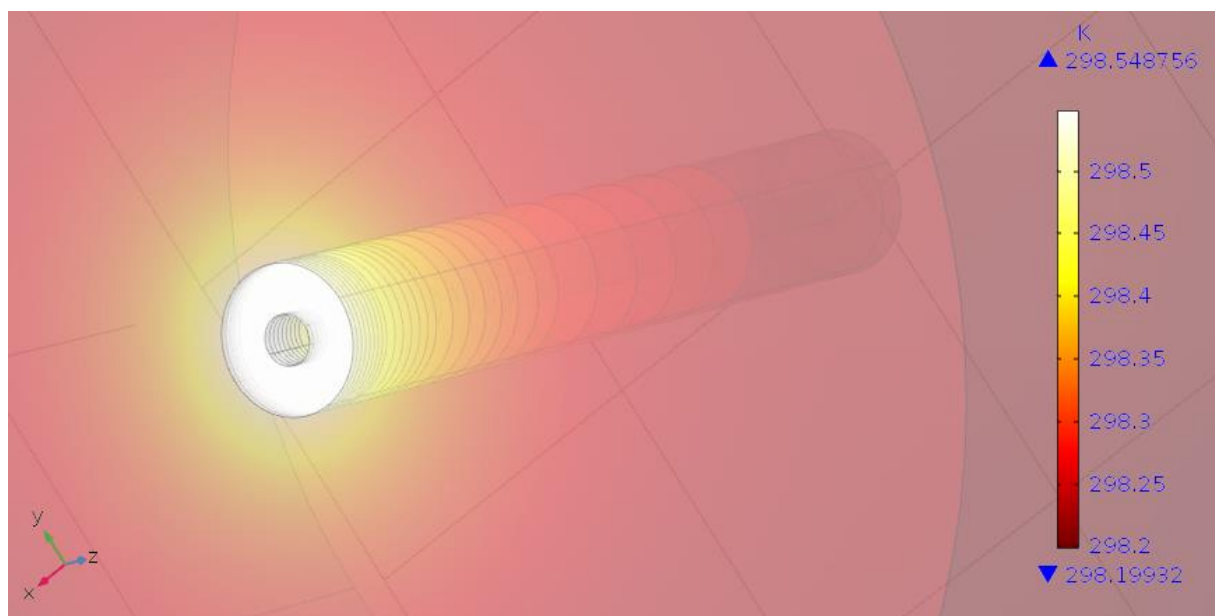


Figure IV-9: Distribution de la température dans le collimateur après 1Mois d'irradiation continue obtenue par COMSOL Multiphysics 5.3.

Les résultats de la température induite par l'irradiation à l'entrée et à la sortie du collimateur calculés par notre programme et le code COMSOL sont pratiquement identiques. Résultats qui valident notre Programme.

Effet d'augmentation de flux sur la variation de température dans le collimateur.

Deux cas différents ont été modélisés :

1^{ere} cas : Collimateur isolé.

Le tableau IV-4 représente la température à l'entrée et à la sortie du collimateur en fonction du flux après une heure d'irradiation. On remarque que l'augmentation de la température devient significative à partir d'un flux de l'ordre de 8.10^{11} . La figure IV-11 représente la distribution de la température dans le collimateur isolé pour les différents flux d'irradiation.

Tableau IV—4 : La variation de la température maximale et minimale dans les collimateurs en fonction du flux

Intensité de flux ($P/s.cm^2$)	T _{min} en (K) Fortran (1h)	T _{min} en (K) COMSOL5.3 (1h)	Écart relatif	T _{max} en (K) Fortran (1h)	T _{max} en (K) COMSOL5.3(1h)	Écart relatif
$8, 10^9$	298,0012	298,0012	0,01 E-5	298,0979	298,1176	6,609 E-5
$8, 10^{10}$	298,012	298,0122	0,12 E-5	298,9780	299,1759	66,18 E-5
$8, 10^{11}$	298,1238	298,1208	1,00 E-5	307,7870	309,1294	435,84 E-5
$8, 10^{12}$	299,2380	299,2118	8,75 E-5	395,8750	409,3368	3348.7 E-5

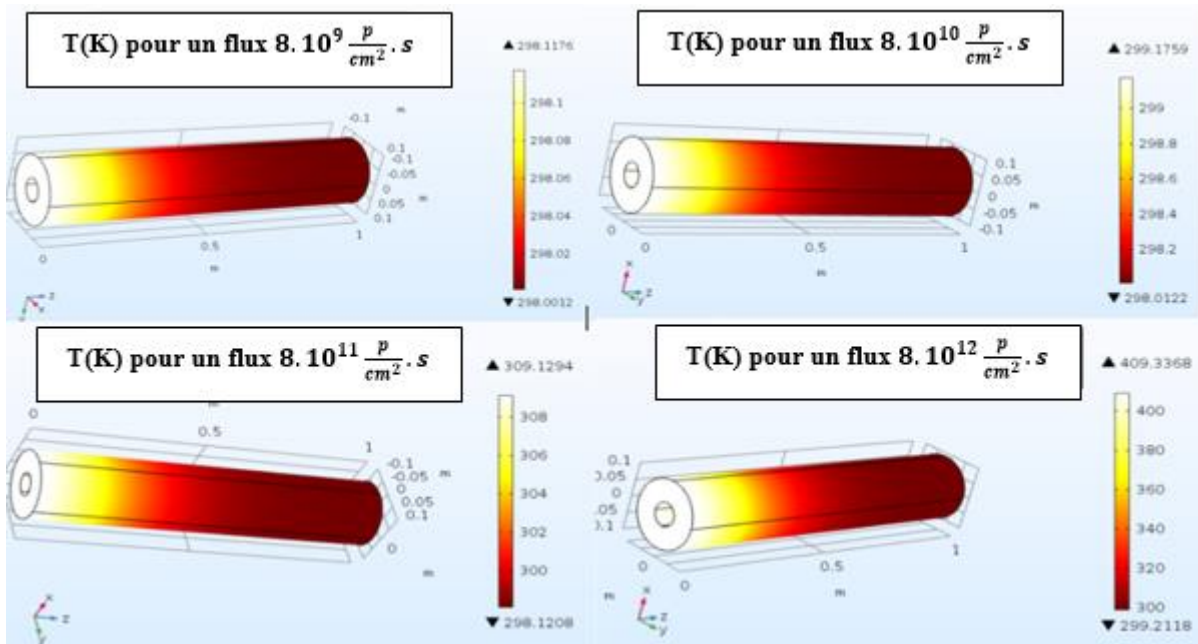


Figure IV-10: Distribution de la température (en K) dans le collimateur pour une heure d'irradiation intégrée pour les neutrons et les photons, pour les flux ($8.10^9, 8.10^{10}, 8.10^{11}$ et $8.10^{12} P/s.cm^2$), obtenu par le code COMSOL

2eme cas : Collimateur implanté dans un bloc de béton, le système est considéré isolé.

Les figures suivantes regroupent les résultats de la variation de température maximale dans le collimateur induit par les différents flux d'irradiation.

La figure IV-11 représente la variation de la température maximale dans le collimateur en fonction du temps pour une période d'un mois d'irradiation continue avec différent flux d'irradiation ($8.10^9, 8.10^{10}, 8.10^{11}, 8.10^{12}$). On a considéré dans ce cas le même flux pour les neutrons et les gamma.

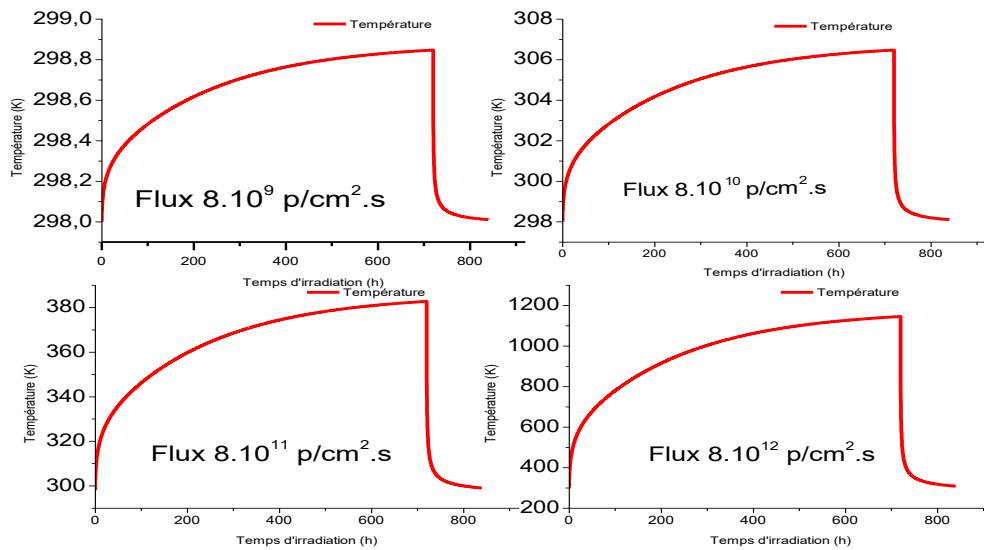


Figure IV-11: Variation de la température maximale (en K) du collimateur en fonction du temps (en h) d'irradiations intégré pour les neutrons et les photons, pour les flux ($8.10^9, 8.10^{10}, 8.10^{11}$ et $8.10^{12} \text{ p/s.cm}^2$), obtenue par le programme Fortran.

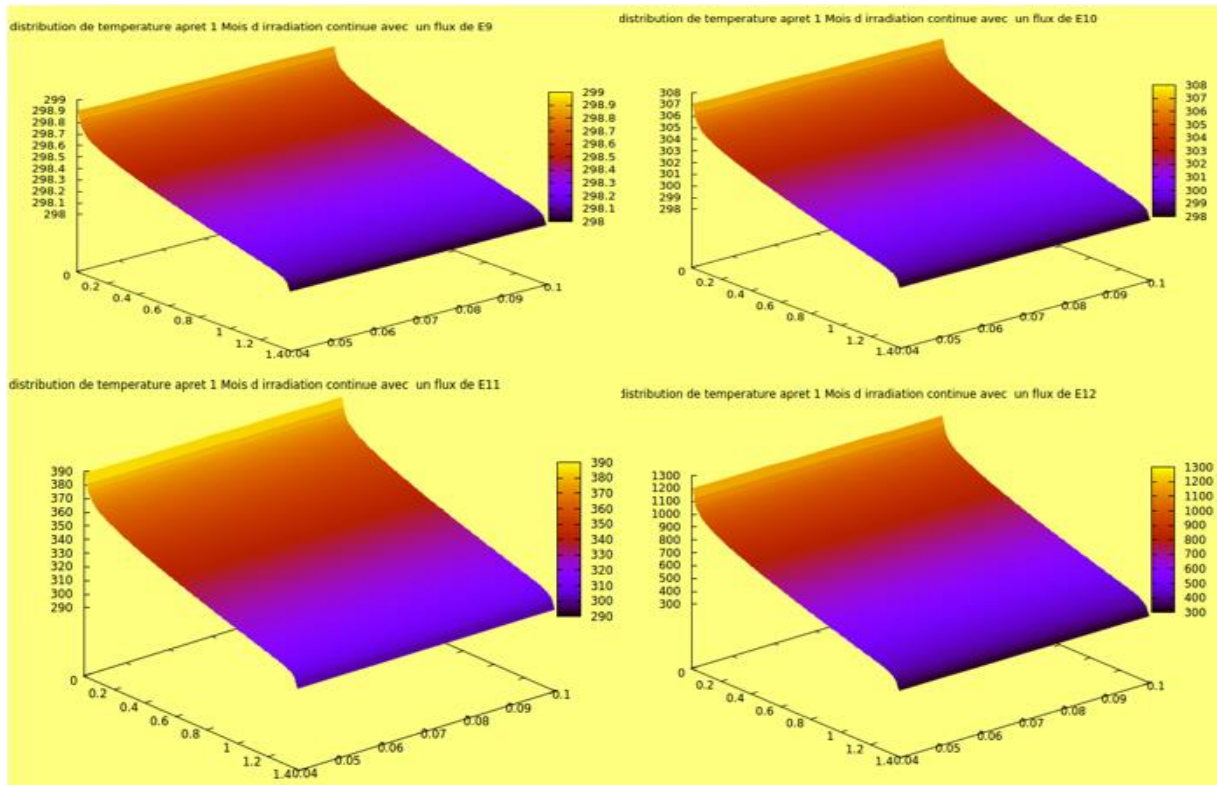


Figure IV-12: Distribution de la température dans le collimateur après un mois d’irradiation avec différent flux d’irradiation.

D’après la figure IV-12 la variation de température maximale devient importante comprise entre 80 °C et 850 °C pour un flux d’irradiation compris entre 8.10^{11} et $8.10^{12} \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Même pour cette gamme de flux d’irradiation, cas présent uniquement dans les réacteurs à haute puissance, la température atteinte est loin de la température de fusion de l’Acier au carbone utilisé (1450°C).

ii. Activité induite dans le collimateur

L’évaluation de la radioactivité induite dans le collimateur est réalisée pour permettre la classification du collimateur à la fin de vie de son utilisation. Cela pour permettre au service d’entreposage des déchets radioactifs d’établir une procédure adéquate pour manipuler et stocker le collimateur.

Afin de calculer la radioactivité dans le collimateur on a développé un programme numérique sous le langage FORTRAN 90 qui résout l’équation de BATMAN. La validation de

ce programme est réalisée par plusieurs tests de comparaison avec les résultats obtenus par le logiciel *Neutron Activation Calculator*⁶.

Afin d'obtenir l'atténuation du flux des neutrons qui traverse le collimateur, on a utilisé le même modèle MCNP6.2 du collimateur et la même méthodologie évoquée dans le paragraphe IV-2. Grâce à ce modèle, l'atténuation de flux moyen des neutrons a été générée pour être utilisée par les outils introduits dans le paragraphe III.2 pour évaluer la radioactivité induite dans le collimateur.

La figure IV-14 représente l'atténuation du flux neutronique au niveau du collimateur avec et sans filtre de saphir. Le but de ces deux calculs, ce n'est pas de déterminer l'impact du saphir, ce qui n'est pas le sujet de cette étude, mais de justifier la présence d'un pic de rétrodiffusion dans la courbe d'atténuation au voisinage de la zone où se trouve le filtre de saphir.

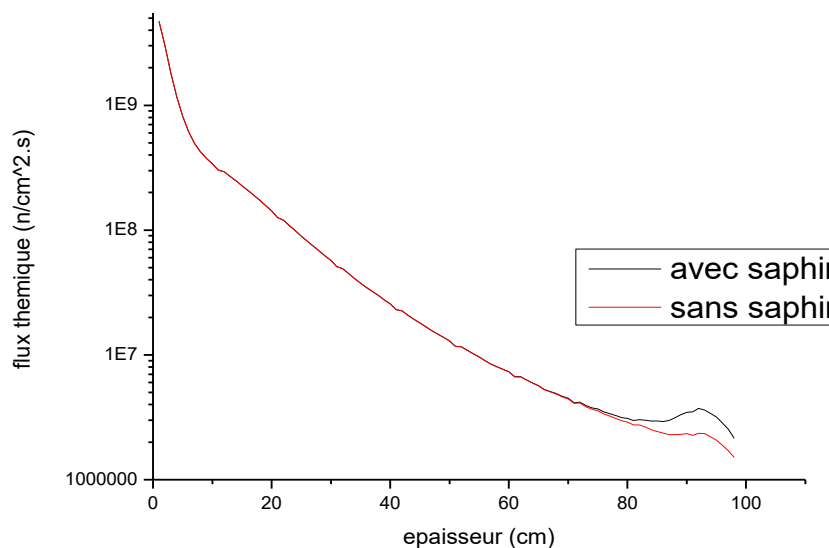


Figure IV-13: L'atténuation du flux qui traverse le collimateur en fonction de la longueur

La résolution de l'équation de BATMAN est effectuée par le moyen d'un Programme numérique développé sous le langage FORTRAN et les résultats ont été comparés, pour des fins de validation, à ceux obtenus par *Neutron Activation Calculator*.

⁶ *Neutron Activation Calculator* est un logiciel de calcul de la radioactivité induite dans les matériaux irradiés aux neutrons. Il est développé par *NIST Center for Neutron Research*.

La réaction prise en compte dans cette évaluation est uniquement la réaction (n, γ). Cette réaction est la plus dominante dans notre cas, vu que les sections efficaces des autres réactions à seuil sont 100 fois plus petites d'une part et leur seuil dépasse 1 MeV d'autre part. Ce qui signifie que le taux de ces réactions à seuil est à peu près 10^4 fois inférieures à celui de la réaction (n, γ).

En se basant des périodes demi-vie des radioéléments produits dans le collimateur, on a pris uniquement les réactions suivantes : $Fe^{54} (n, \gamma) Fe^{55}$ (2.700 a) et $Fe^{58} (n, \gamma) Fe^{59}$ (44,53 j). Le Mn^{56} n'est pas pris en compte pour la simple raison qu'il disparaît dans 10 jours.

Pour justifier le choix de l'Acier au carbone E195 ou E235, on a procédé à une comparaison des résultats obtenus avec ceux de l'acier de type "304L" utilisé pour des décennies dans les générations II et III des réacteurs à eau pressurisée (PWR).

Les données d'entrée, liées à la composition du collimateur, utilisées dans les calculs par le programme Fortran, sont présentées dans les tableaux IV-5 et IV-6. Au départ on suppose que le collimateur ne contient pas de la radioactivité.

Tableau IV—5 : La composition de l'Acier au Carbone grade E195 et sa densité volumique utilisées dans les calculs

Matériaux	Composition chimique	Pourcentage massique (%)	Densité (g/cm ³)
Acier au carbone E195	Fe	98,71	7,85
	Mn	0,7	
	C	0,15	
	P	0,045	
	Si	0,35	
	S	0,045	

Tableau IV—6: La composition de l'acier grade 304L et sa densité volumique utilisés dans les calculs

Matériaux	Composition chimique	Pourcentage Max massique (%)	Densité (g/cm ³)
Acier 304L	Fe	67,98	7,9
	Cr	19	
	Ni	11	
	Mn	2	
	C	0,02	

La classification du collimateur est faite à la base des normes de classification des déchets nucléaires en France présentées dans le tableau IV-7.

Tableau IV—7: Classification des déchets radioactifs en fonction de la radioactivité (en France).

Classifications	Activités
Haute Activité (HA)	$A > 10^6 \text{ MBq/g}$
Moyenne Activité (MA)	$1 \text{ MBq/g} < A < 10^6 \text{ MBq/g}$
Faible Activité (FA)	$0,1 \text{ MBq/g} < A < 1 \text{ MBq/g}$
Trais Faible Activité (TFA)	$A < 0,1 \text{ MBq/g}$

Le modèle MCNP6.2 nous a permis de déterminer l'atténuation de flux des neutrons qui traverse le collimateur intégré sur chaque pas de 1cm. Ces résultats ont été introduits dans le programme Fortran pour évaluer la radioactivité induite le long du collimateur.

Dans un premier temps on a effectué une comparaison entre les deux programmes pour continuer le reste des calculs par le programme Fortran. Ce choix est basé sur deux faits : d'une part le programme *Neutron Activation Calculator* est une boîte noire avec des limitations d'utilisation par rapport au programme Fortran, vu nos exigences du point de vue précision. On a effectué cette comparaison, par les deux outils, pour le cas simple de 1 Kg de Fer irradié uniformément dans les mêmes conditions.

Le tableau IV-8 récapitule une comparaison des résultats, obtenus par les deux outils, de radioactivités induites après une heure d'irradiation, dans les mêmes conditions, de 1 Kg de Fer.

Tableau IV—8: Test de validation de notre programme Fortran

Élément	Masse	Flux D'irradiation	Temps d'irradiation (h)	Isotope produit	A obtenue par Programme	À celle obtenue par "Neutron Activation Calculator"
Fe	1 Kg	$1.10^9 \text{ n/cm}^2.\text{s}$	8	Fe59	217,45kBq	217,4 kBq
				Fe55	329,87kBq	329,4 kBq

Trois cas de fonctionnements différents ont été modélisés :

1^{ère} cas : 1 mois de fonctionnement du réacteur à une puissance de 2MW, avec 8 h d'irradiation par jour.

La figure IV-14 représente l'évolution de la radioactivité totale induite dans le collimateur (Acier au carbone grade E195 et le grade 304L) après une période d'un mois avec des cycles de 8h/j. La radioactivité maximale atteinte, à la saturation, dans ce cas est de l'ordre de 3Ci pour le grade 304L et de 1Ci pour le grade E195. Ce qui signifie que le bruit de fond sera 3 fois inférieur, durant les expériences, dans le cas du grade E195 par rapport au grade 304L.

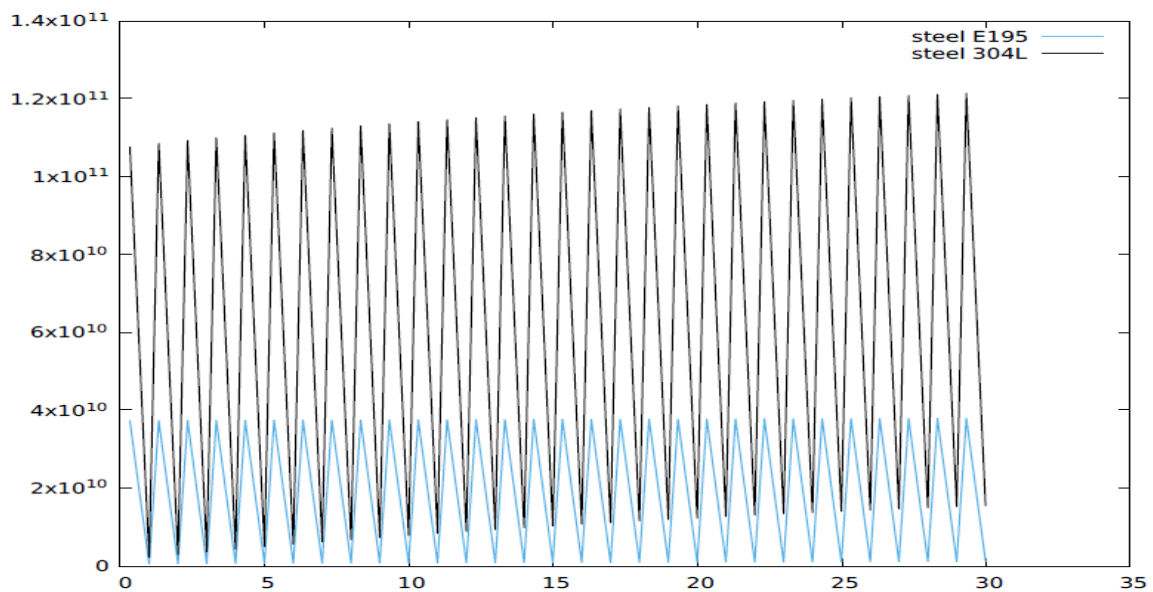


Figure IV-14: Variation de la radioactivité induite dans le collimateur en Acier au carbone E195 et en acier inoxydable 304L en fonction du temps pendant 1 mois.

Une attention a été focalisée sur les minimas, de forme de scie présentée dans la figure IV-14, de la radioactivité atteinte. Ces minimas sont présentés dans la figure IV-15. Après comparaison, on constate que l'Acier au carbone de grade E195 génère une activité 13 fois inférieure à celle générée par le grade 304 L après 1 mois de fonctionnement de 8h/j. Cette différence est due principalement à la teneur du grade 304L en Nickel.

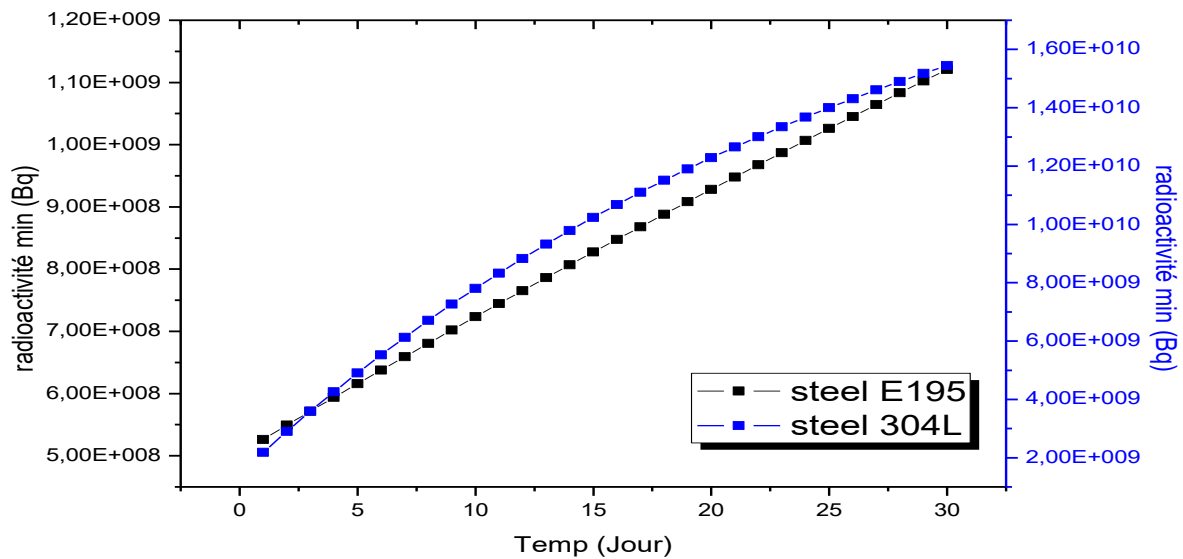


Figure IV-15 : : Variation de la radioactivité minimale induite dans le collimateur en Acier au carbone E195 et l'acier 304L en fonction du temps.

2^{eme} cas : 10 ans de fonctionnement du réacteur à une puissance de 2MW, avec 1 mois d'irradiation continu et 1 mois sans irradiation.

Afin d'avoir une estimation sur la radioactivité maximale induite dans le collimateur, on a considéré les pires des cas: 10 ans de fonctionnement du réacteur, avec 1 mois d'irradiation continue et 1 mois sans irradiation. La figure 33 représente l'évolution de la radioactivité induite dans le collimateur en Acier au carbone grade E195 pour une période de 120 mois avec des cycles de fonctionnement de 1mois/2mois. La radioactivité maximale atteinte, après une irradiation de 120 mois, est de l'ordre de 2Ci.

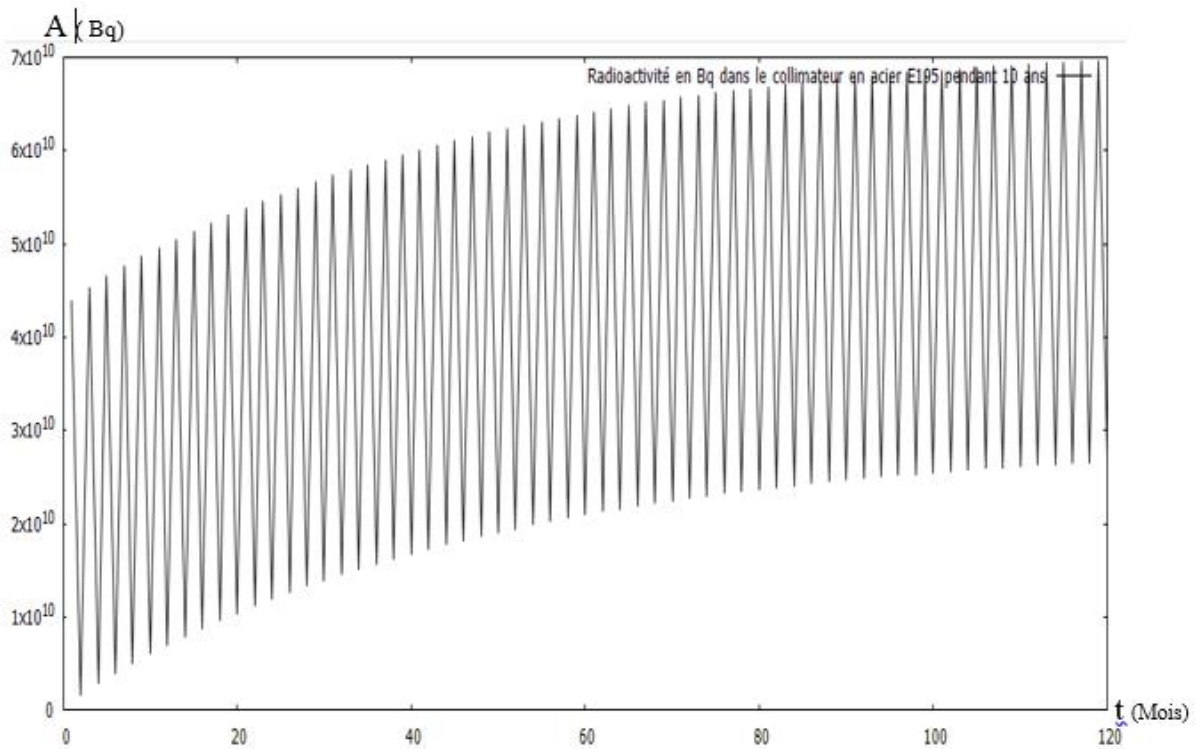


Figure IV-16 : Variation de la radioactivité totale en fonction du temps pendant dix ans dans le collimateur en Acier au carbone

Du fait que le collimateur est constitué d'un assemblage de 10 anneaux cylindrique de dix centimètres d'épaisseur chacun (figure IV-17), on a généré la radioactivité induite intégrée dans chaque anneau séparément.

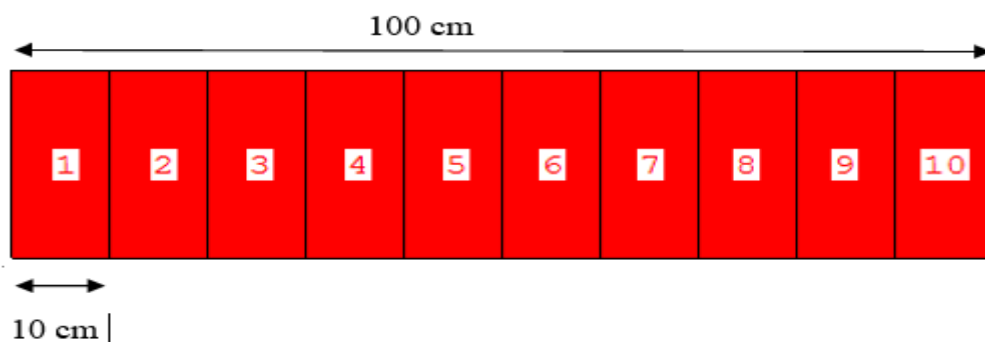


Figure IV-17: Les dix parties en Acier au carbone du collimateur.

Le tableau IV-7 récapitule les résultats de la radioactivité induite dans les dix parties du collimateur et leurs classifications selon les normes de classification des déchets nucléaires (Tableau IV-7). Ces résultats représentent respectivement la radioactivité induite à la fin de chaque cycle (le 1^{er}, 38^{ème}, 78^{ème}, et le 118^{ème} mois) et au début du cycle suivant après décroissance.

On rappelle que dans ce test, le cycle d'irradiation correspond à un mois de fonctionnement continu du réacteur suivie par un mois d'arrêt.

Tableau IV—9: Classification des différentes parties du collimateur suivant les normes de classification des déchets nucléaire.

Le N° de zone du collimateur	Cycle d'irradiation	Fin d'irradiation E195		Classification	Fin de refroidissement E195		Classification
		À (MBq)	À (MBq/g)		À (MBq)	À (MBq/g)	
1	0	34170,66	12,307	MA	1221,880	0,440	FA
	38	46333,19	16,687	MA	13016,40	4,688	MA
	78	51821,48	18,664	MA	18390,16	6,623	MA
	118	54181,44	19,514	MA	20700,91	7,455	MA
2	0	5207,2	1,875	MA	186,2	0,067	TFA
	38	7060,63	2,54	MA	1983,542	0,714	FA
	78	7896,99	2,844	MA	2802,44	1,009	MA
	118	8256,63	2,973	MA	3154,571 2	1,136	MA
3	0	2152,464	0,775	FA	76,97	0,027	TFA
	38	2918,605	1,051	MA	819,9235	0,295	FA
	78	3264,325	1,175	MA	1158,426	0,417	FA
	118	3412,99	1,229	MA	1303,984	0,469	FA
4	0	931,4581	0,335	FA	33,31	0,011	TFA
	38	1262,998	0,454	FA	354,814	0,127	FA
	78	1412,605	0,508	FA	501,2975	0,180	FA
	118	1476,940	0,531	FA	564,29	0,203	FA
5	0	572,792	0,2063	FA	20,482	0,007	TFA
	38	776,670	0,279	FA	218,19	0,078	TFA
	78	868,669	0,312	FA	308,27	0,111	FA
	118	908,229	0,327	FA	347,003	0,124	FA
6	0	324,341	0,116	FA	11,598	0,004	TFA
	38	439,786	0,158	FA	123,549	0,044	TFA
	78	491,880	0,177	FA	174,556	0,062	TFA
	118	514,281	0,185	FA	196,489	0,070	TFA
7	0	199,510	0,071	TFA	7,134	0,002	TFA
	38	270,520	0,097	TFA	75,997	0,027	TFA
	78	302,565	0,1089	FA	107,372	0,038	TFA
	118	316,344	0,1139	FA	120,864	0,043	TFA
8	0	133,005	0,0479	TFA	4,756	0,001	TFA
	38	180,346	0,0649	TFA	50,665	0,018	TFA
	78	201,709	0,0726	TFA	71,58161	0,025	TFA
	118	210,896	0,075	TFA	80,576	0,029	TFA
9	0	149,421	0,053	TFA	5,343	0,001	TFA
	38	202,605	0,072	TFA	56,918	0,0205	TFA
	78	226,605	0,081	TFA	80,416	0,028	TFA

	118	236,924	0,085	TFA	90,521	0,032	TFA
10	0	123,934	0,0446	TFA	4,431	0,001	TFA
	38	168,0462	0,060	TFA	47,21	0,017	TFA
	78	187,952	0,067	TFA	66,699	0,024	TFA
	118	196,512	0,070	TFA	75,080	0,027	TFA

Les résultats du tableau IV-9 montrent que la radioactivité induite dans le collimateur ne sort pas de la catégorie des moyennes activités (MA), et particulièrement pour les anneaux N° 1,2, et3 les plus exposés au flux de rayonnements. Les anneaux du N° 4 au 7 du collimateur sont classés dans la catégorie des faibles activités (FA). Enfin, le reste des anneaux est classé dans la catégorie des traits faible activité (TFA).

Dans le tableau ci-dessus, nous n'avons pas pris en considération la couche de Nickel ajoutée pour la protection contre la corrosion. Cette couche est estimée de 5 μm à 12 μm équivaut respectivement à environ 40g et 80g de Nickel pour la totalité des 10 anneaux. Afin d'estimer la contribution du Nickel dans la radioactivité générée dans le collimateur, nous avons choisi le cas extrême qui correspond à l'anneau N°1 le plus exposé. Dans ce cas nous avons considéré 5ans d'irradiation continue et 5 ans de refroidissement pour déterminer grossièrement cette contribution. L'activité générée après les 5 ans d'irradiation est d'environ 2.7MBq/g et celle après 5ans de refroidissement 1,5 MBq/g. En réalité cette contribution doit être inférieure à la présente sachant que la majorité du nickel n'est pas exposée directement au faisceau. En conclusion, l'ajout de la couche de Nickel ne va pas impacter la catégorisation des anneaux du collimateur.

iii. Gonflement du collimateur (DPA et dilatation thermique)

L'objectif est d'évaluer le degré de gonflement du collimateur après irradiation dans le canal NB1 du réacteur TRIGA Mark II du CENM. Elle sera basée sur la détermination du taux de dose en DPA (déplacement par atome)[38] reçu par le collimateur irradié. D'autre part, la dilatation thermique va également être évaluée pour déterminer le changement du volume du collimateur en fonction de la température induite par les rayonnements.

Dans tous les calculs qui suivent, nous avons considéré uniquement le Fer qui représente plus de 98% du collimateur.

Afin d'évaluer le gonflement du collimateur, on a utilisé le code SPECTER [39]et MCNP6.2.

Le code SPECTER[40] a été développé à Argonne sur un certain nombre d'années pour calculer de façon routinière les paramètres d'endommagement par rayonnement pour les irradiations de matériaux. Le code fournira aux utilisateurs des dommages de déplacement spectraux moyennés, la production de gaz, le dépôt d'énergie totale (*KERMA*)[41], et les distributions d'énergie d'atome de recul pour 38 éléments couvrant le tableau périodique. Le code est conçu avec un minimum d'entrée de l'utilisateur, essentiellement le spectre d'énergie des neutrons avec des incertitudes, si disponible. Le code est basé sur le code de déplacement *DISCS*. Le code a été distribué aux États-Unis et en Europe et est disponible aux utilisateurs du Centre national d'énergie magnétique de fusion aux États-Unis. Le code peut également être obtenu auprès du Centre d'information sur la protection contre les radiations du Laboratoire national d'*Oak Ridge*.

SPECTRE[37] est constitué d'une bibliothèque principale de sections efficaces moyennées en groupes pour les dommages de déplacement, la production de gaz et les dépôts d'énergie totaux. Ces données sont stockées dans un réseau de 100 groupes d'énergie jusqu'à 20 MeV. Les distributions primaires d'atomes de recul sont en outre divisées en 100 groupes d'énergie de recul, de sorte que chaque élément a un tableau de distribution de recul de 100 x 100. Lorsque l'utilisateur spécifie un spectre de neutrons, le code effectue une moyenne spectrale sur le spectre des utilisateurs, puis signale les résultats.

Afin d'obtenir l'atténuation du flux des neutrons qui traverse le collimateur, on a utilisé le même modèle MCNP6.2 du collimateur et la même méthodologie évoquée dans les paragraphes IV-2 et IV-3. Grâce à ce modèle, l'atténuation de flux moyen des neutrons a été générée dans chaque partie (de 1cm d'épaisseur) du collimateur pour être introduite dans le code SPECTER pour évaluer le taux de dose en DPA reçu par le collimateur.

Les sections efficaces DPA (figure IV-18) adoptées dans les calculs ont été générées par la bibliothèque ENDF/B-VI suivant le standard ASTM E693-01.

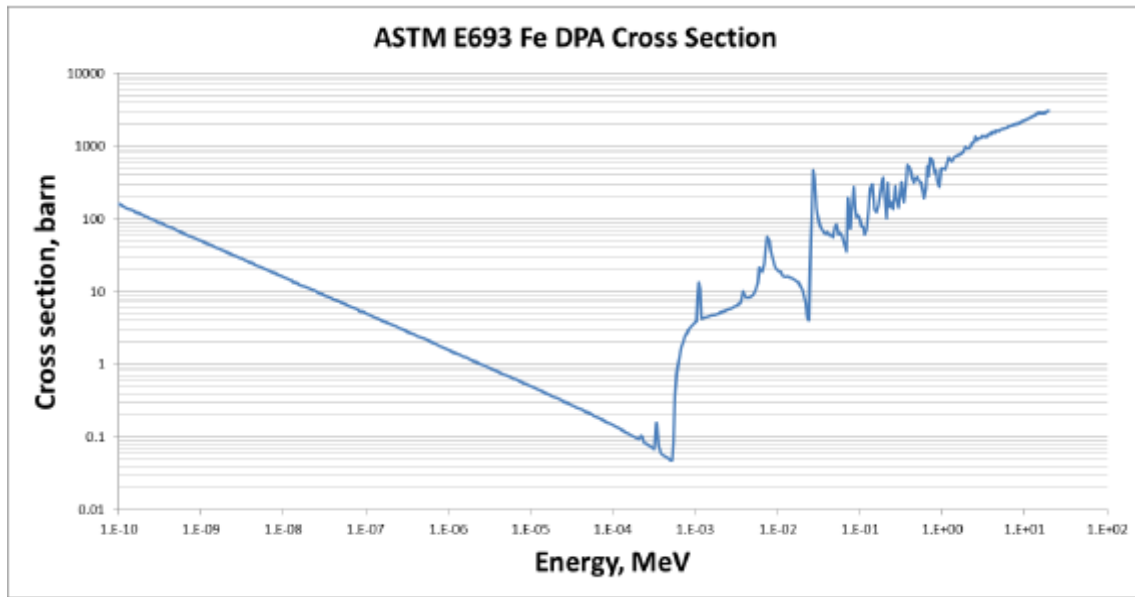


Figure IV-18: Section efficace pour les déplacements dPa par atome du Fer (ENDF/B-VI).

On utilise les données expérimentales qui évaluent le gonflement de l'acier et le fer sous irradiation, on observe un taux de gonflement $\left(\frac{\Delta V}{V_0}\right)$ compris entre 0.07 et 1 %/dpa[43], [44].

La dilatation thermique des solides s'exprime en fonction de la variation de volume ΔV , qui est proportionnelle à la variation de température [45], [46]:

$$\frac{\Delta V}{V_0} = 3 \cdot \alpha \cdot \Delta T$$

α : Coefficient de dilatation thermique linéaire ($^{\circ}\text{C}^{-1}$ ou K^{-1}).

V_0 : Volume initial du solide

Pour les aciers $\alpha = 11 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. La figure IV-20 représente le taux de gonflement $\frac{\Delta V}{V_0}$ exprimé en %.

Le modèle MCNP6.2 nous a permis de déterminer l'atténuation de flux de neutrons qui traverse le collimateur à chaque pas de 1cm. Ces résultats ont été introduits dans le code SPECTER pour évaluer le taux du débit de dose reçue en dPa/s au long du collimateur (Figure IV-19).

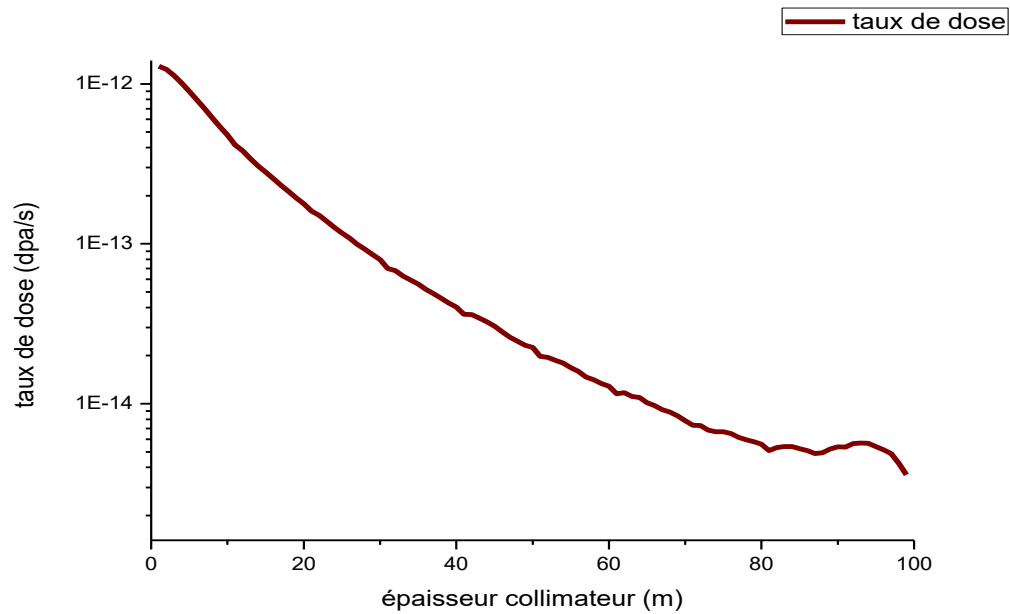


Figure IV-19: Distribution du taux de dose (dPa/s) dans la partie en Acier au carbone du collimateur.

La figure IV-19 révèle que le taux de dose maximale reçu par le collimateur est de l'ordre de $1.2 \cdot 10^{-12}$ DPA/s au niveau de la partie la plus exposée au faisceau. C'est au niveau de cette partie qu'on doit focaliser notre attention, car c'est le cas le plus pessimiste. Pour rester toujours dans le but de considérer le pire des cas, on a supposé que le gonflement induit par les DPA se propage radialement, ce qui n'est pas le cas en général.

Les résultats du tableau IV-10 représentent le débit de dose maximale reçu (en DPA), le gonflement correspond et la variation maximale du rayon extérieur du collimateur pour une période d'un an d'irradiation et une période de cinq ans d'irradiation.

Tableau IV—10: Estimation du gonflement maximal dans le collimateur avec un taux de gonflement ($\Delta V/V_0$) compris entre 0.07 et 1 %/dpa

Un an d'irradiation				Cinq ans d'irradiation			
Dose (dpa)	Gonflement Max cm^3	Gonflement Min cm^3	ΔR_{ext} du collimateur nm	Dose (dpa)	Gonflement Max cm^3	Gonflement Min cm^3	ΔR_{ext} du collimateur nm
4,01E-05	1,112E-04	7,78E-05	55,62	2,00E-04	5,56E-04	3,89E-04	278,1

Le tableau IV-10 représente le gonflement du collimateur pour une période d'un an et une période de cinq ans d'irradiation continue. Le taux de gonflement maximal atteint, après

une irradiation de cinq ans, est de l'ordre de $2,00E^{-04} \%$. L'estimation de la variation du rayon extérieur du collimateur après cinq ans d'irradiation.

En se basant sur les résultats d'évaluation de variation de la température du collimateur (Paragraphe IV-2.1) et la formule présentée dans le (Paragraphe IV-2.3), on a évalué le taux de gonflement de l'acier induit par la variation de la température. La figure IV-20 représente le taux de gonflement en fonction de la variation de la variation de la température.

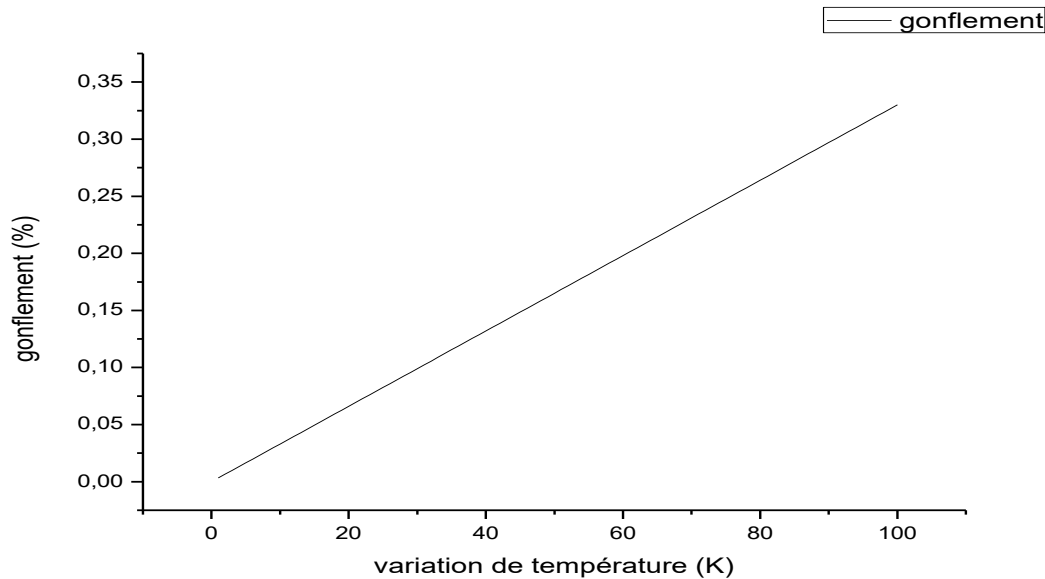


Figure IV-20: Gonflement par dilatation thermique en fonction de la variation de température

Dans notre cas la variation de la température maximale est de l'ordre de $1 K$ ce qui correspond à un taux de gonflement égal à $3,3 \cdot 10^{-3} \%$ qui correspond, si on suppose que la dilatation est uniquement radiale, à une variation de rayon extérieur du collimateur est égale à $4.58 \mu m$.

Le gonflement maximal suivant la direction radiale induit dans l'acier du collimateur causé par les dpa et par la dilatation thermique est de l'ordre de $5 \mu m$. Ce qui ne va pas causer de problème, pendant le démantèlement, sachant que le jeu entre le collimateur et le canal est de supérieur à $1 mm$.

IV-3. Analyse sismique

Cette étude est divisée en deux parties, étude statistique c.-à-d. ont déterminé le seuil de la force applicable sur l'obturateur primaire pour atteindre la situation instable et la conséquence d'application d'une force maximale produite par l'effet de séisme sur le point de

gravitation de ce dernier. Deuxièmement, la détermination de l'impact de l'application des différentes fréquences de séisme sur l'intersection entre l'obturateur primaire et le collimateur ainsi la déformation produite.

a) Méthode statique – ancrage l'obturateur primaire

La nécessité d'utilisation de l'ancrage est déterminée après l'investigation de l'application de force latérale en cas de séisme appliquée sur le centre de gravitation de l'obturateur primaire. Cette force est donnée par l'expression suivante :

$$F_p = v I C_p W_p \quad \text{Eq (IV-1)}$$

v: Coefficient de la vitesse de la zone

I: Coefficient de la priorité

C_p : coefficient de force horizontal de l'élément réparti selon la distribution des masses de l'élément considéré

W_p : poids de l'élément

(1) Coefficient de vitesse v

Pour simplifier le calcul des charges sismiques et uniformiser les exigences des dimensionnements des structures à travers de grandes régions du pays, le « RPS 2000, version 2011 » utilise l'approche des zones. Il s'agit de diviser le pays en plusieurs zones de sismicité homogène et présentant approximativement le même niveau d'aléa sismique pour une probabilité d'apparition donnée.

La carte de zonage sismique adoptée par le « RPS 2000, version 2011 » comporte actuellement cinq zones (0 à 4) reliées à la vitesse horizontale maximale du sol V_{max} , pour une probabilité d'apparition de 10% en 50ans.

Tableau IV—11: Coefficient de vitesse (Probabilité 10% en 50 ans)

Paramètre de vitesse v (m/s)	Numéro de zone de vitesse
0,00	0
0,07	1
0,10	2
0,13	3
0,17	4

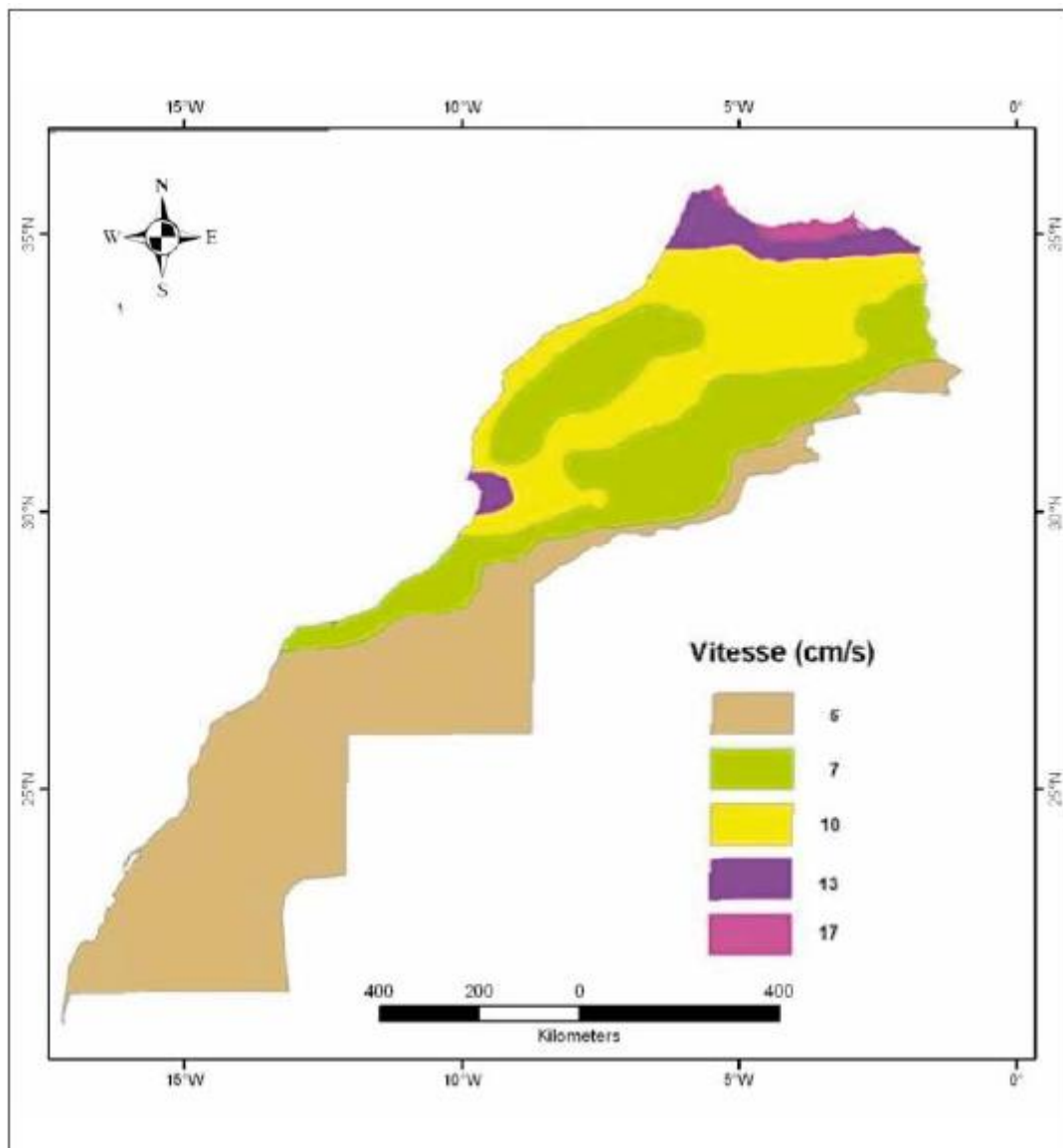


Figure IV-21: Zonage sismique en vitesse pour des probabilités de 10% en 50ans Maroc 2011(vitesse cm/s)

(2) Coefficient de priorité I

Le niveau minimal de performance requis pour un bâtiment dépend des conséquences socio-économiques des dommages qu'il pourrait subir en cas de séisme. Le « RPS 2000, version 2011 » répartit les bâtiments, selon leur usage principal en trois groupes de priorité sismique. À chaque groupe correspond un facteur d'importance ou de priorité sismique

- Classe I : Bâtiments d'importance vitale
- Classe II : Bâtiments du grand public
- Classe III : Bâtiments ordinaires

Tableau IV—12: Coefficient de priorité I

Classe de construction	Coefficient I
Classe I	1,3
Classe II	1,2
Classe III	1

(3) C_p : coefficient de force horizontal

C_p : Facteur de force horizontale (0,3 pour les éléments de structure où les forces sont effectivement appliquées aux centres de gravité des assemblages)

(4) W_p : poids de l'élément

La force de poids s'écrit :

$$W_p = m * g \quad \text{Eq (IV-2)}$$

m la masse 1430,5kg, g le e unité d'accélération correspondant approximativement à l'accélération de la pesanteur à la surface de la Terre.

$$W_p = 14035N$$

Par l'application la relation (IV-1) , la force latérale devient :

$$F_p = 0.10 * 1,3 * 0,3 * 14035 = 547N$$

Le centre de gravité de l'obturateur primaire (figure IV-22) est à environ 1m au-dessus du niveau du sol. Si le poids total agit à ce stade, il faut au moins 5614 N de force horizontale pour atteindre la situation instable. Ce résultat. Dix fois plus grande que la valeur calculée. F_p Concrètement, cela signifie que sans ancrage, l'obturateur primaire reste stable pendant le choc produit par l'effet sismique.

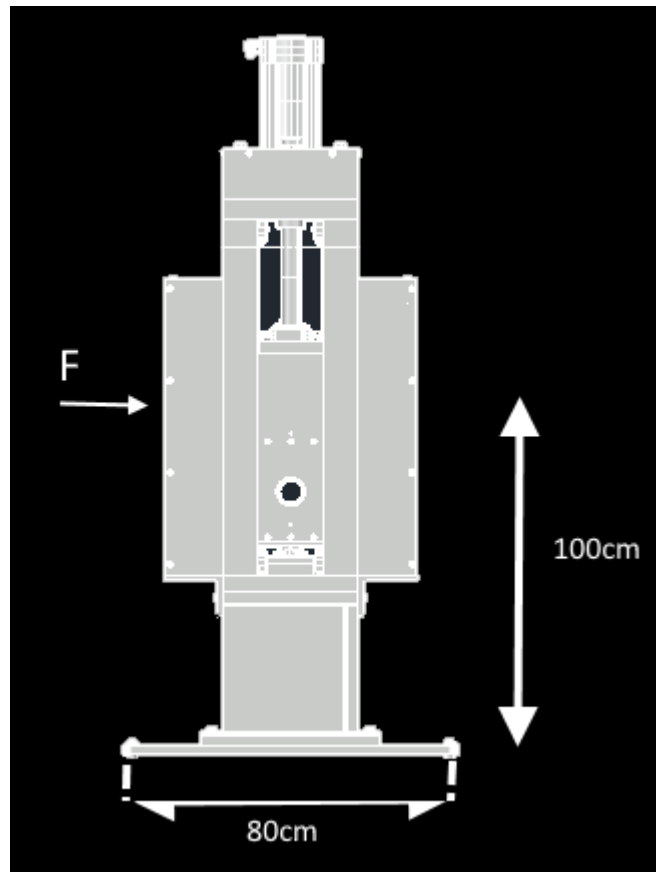


Figure IV-22 : Position du centre de la gravitation dans l'obturateur primaire

b) Méthode statique – séisme accélération

Dans cette partie, on a comparé la force résultant par l'accélération du séisme et la force limite pour l'atteindre l'état de l'instabilité. Dans la région Rabat-Kenitra, l'accélération $a=0.1m/s^2$

$$F = 0,1 * 1430 = 143N < F_p$$

Cette valeur est quarante fois plus inférieure que le niveau indiqué par la réglementation. Pour l'instabilité (une force horizontale minimale de 5614 N est requise au centre de gravité). Cela signifie que l'ancrage n'est pas requis, mais simplement suggéré.

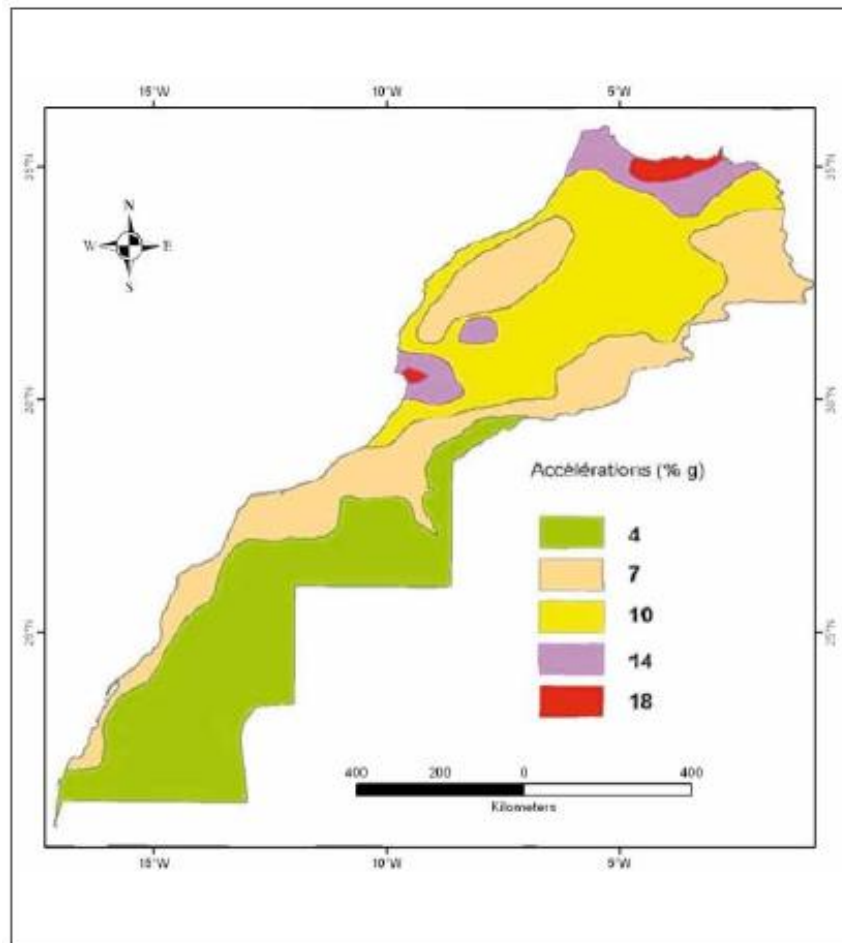


Figure IV-23: Zonage sismique en accélération pour des probabilités de 10% en 50 ans Maroc 2011 (accélération %g)

Pour déterminer la déformation due de la variété des forces appliquées sur l'obturateur. La simulation par le code fusion 360 pour les forces de 143N et 5614N appliqué dans le centre de gravitation de l'obturateur primaire avec l'ancrage sont simulées et présentées dans la figure IV-24 et IV-25 respectivement.

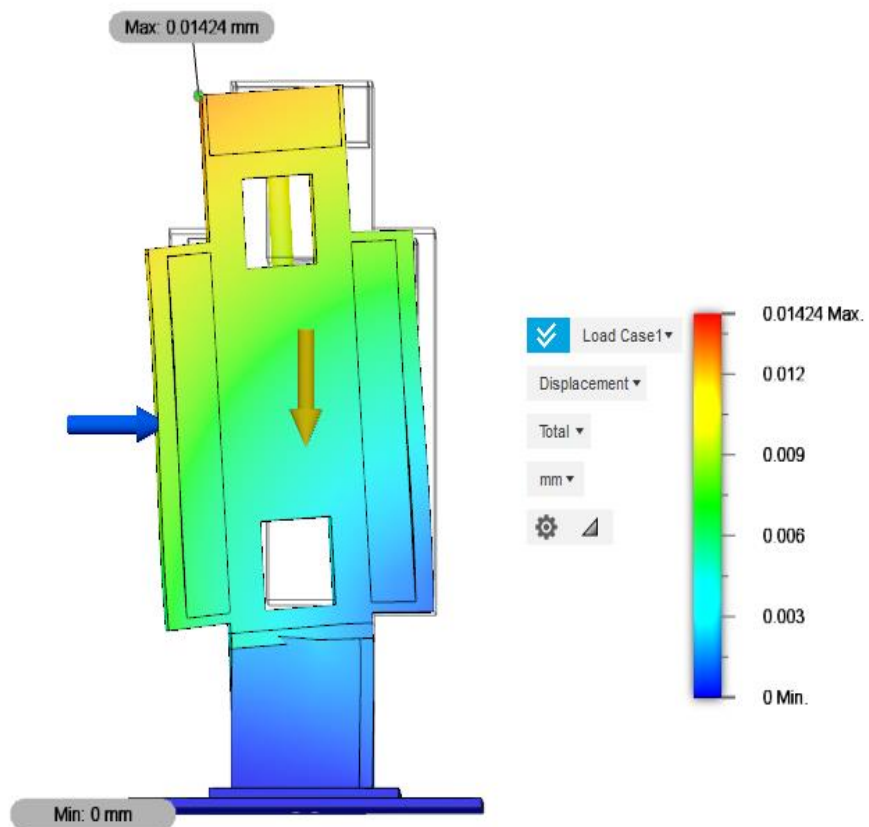


Figure IV-24: Total déplacement pour une force appliquée dans le centre de gravitation $F=143N$

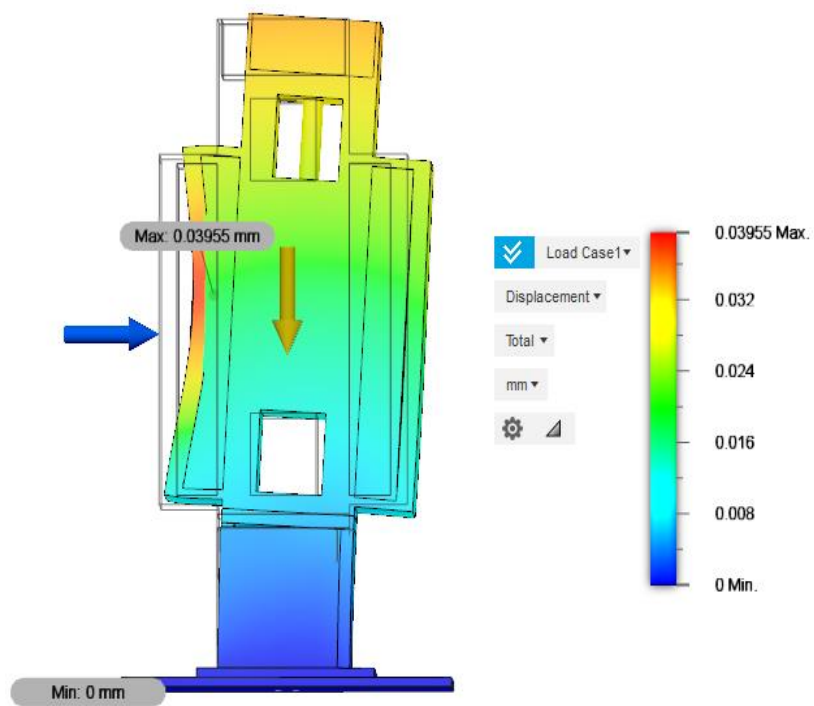


Figure IV-25: Total déplacement pour une force appliquée dans le centre de gravitation $F=5614 N$

c) Analyse dynamique

Pour la sécurité fonctionnelle de PGAA, la simulation de l'obturateur primaire par le code SOLIDWORKS v2015, a été effectuée lors de la construction préliminaire. La plage de fréquence de l'onde sismique est comprise entre 0,1Hz et 60Hz[47], [48]. La construction du module est constituée de la partie de canal de 1.5m de longueur et un gap de 10mm entre l'obturateur primaire et la sortie du canal.

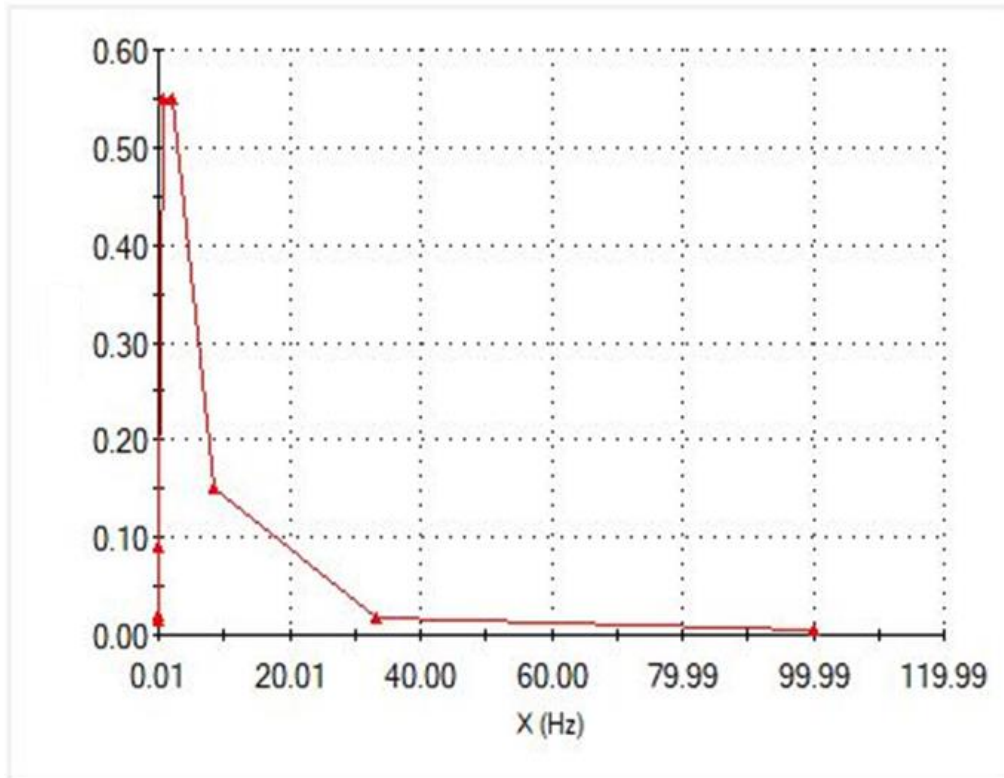


Figure IV-26: Courbe de fréquence durant d'un séisme

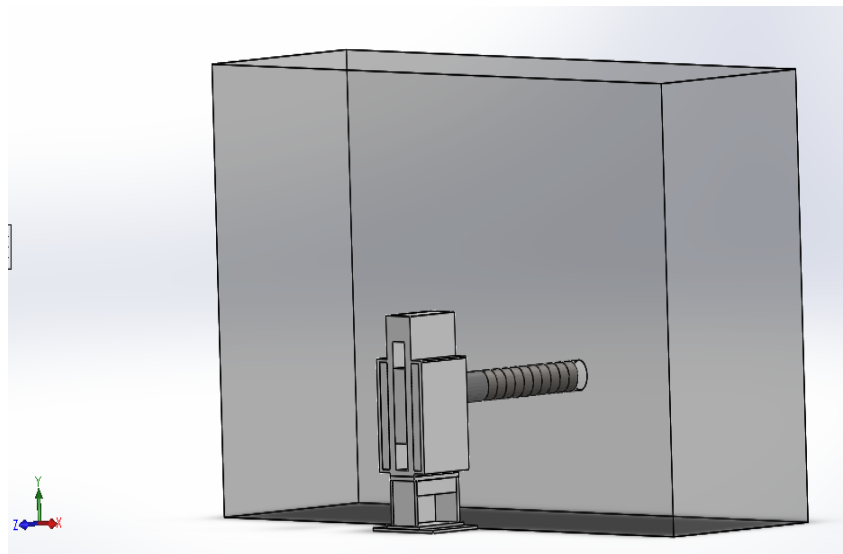


Figure IV-27: Modèle SOLIDWORKS du collimateur insérer dans une partie de mur de réacteur et l'obturateur primaire

L'étude de l'effet de séisme sur la déformation du collimateur quand il est inséré dans le canal. Il montre que ces valeurs augmentent graduellement de la sortie de collimateur à l'entrée avec une valeur maximale 0,1521mm (figure IV-8).

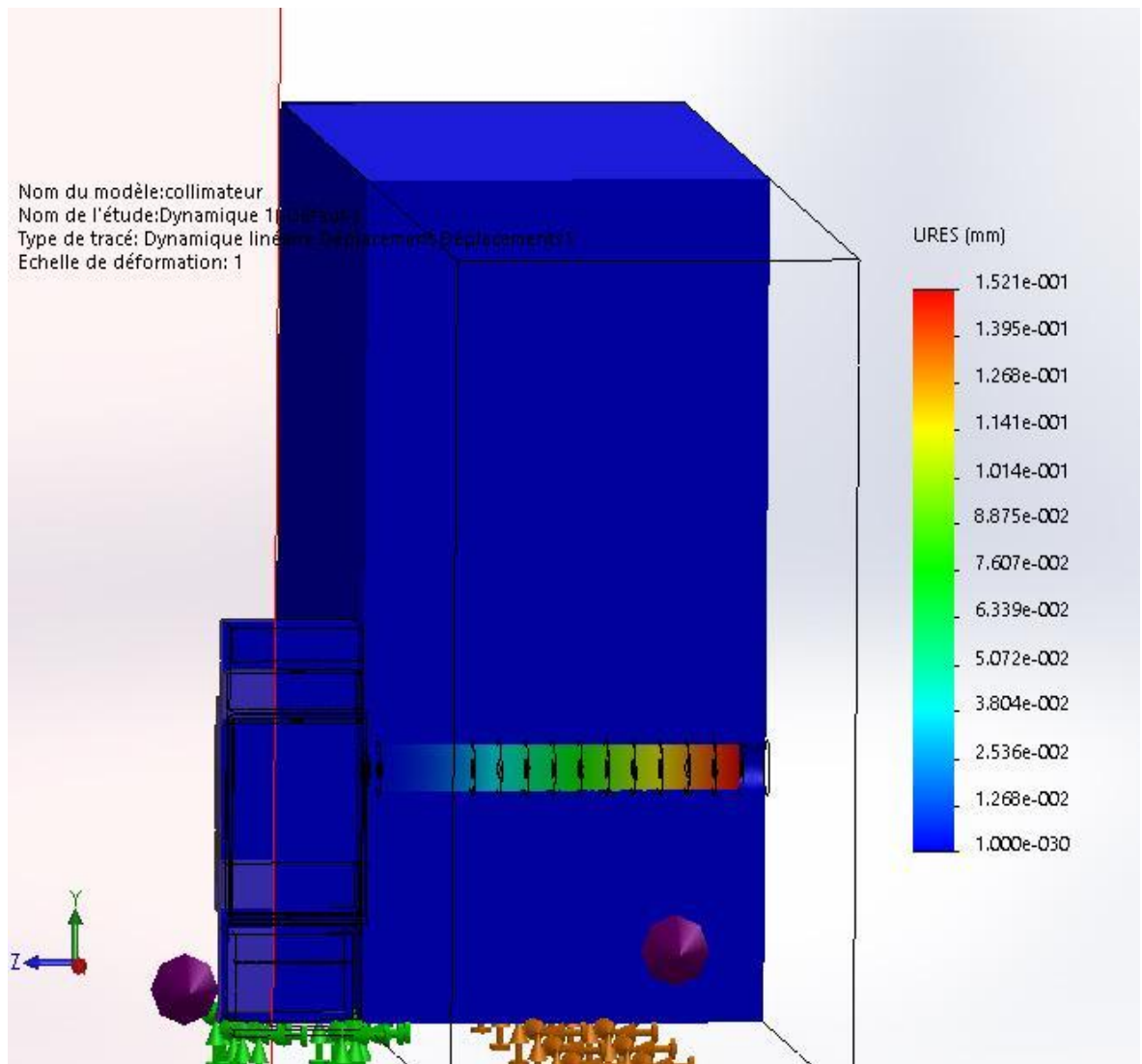


Figure IV-28: Résultat de la déformation des composants de collimateur et l'obturateur primaire après l'application force dynamique pour une accélération 0,3g

Ainsi il n'y a pas d'interférence entre les composants l'obturateur primaire et collimateur. Et aussi, la déformation de l'obturateur primaire est très inférieure en comparaison de collimateur. Pour cette raison, on a fait une étude distincte pour l'obturateur primaire.

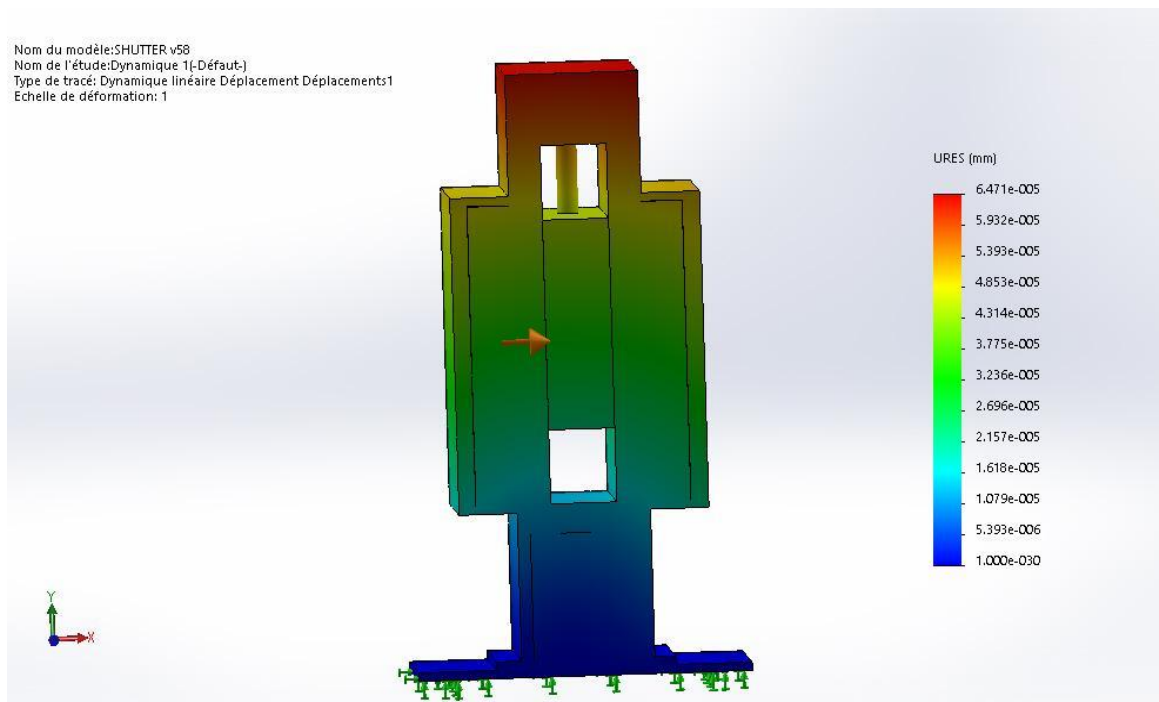


Figure IV-29: La déformation de l'obturateur primaire pour une accélération 0,1g

Nom du modèle: SHUTTER v58
 Nom de l'étude: Dynamique 1(-Défaut-)
 Type de tracé: Dynamique linéaire Déplacement Déplacements1
 Echelle de déformation: 1

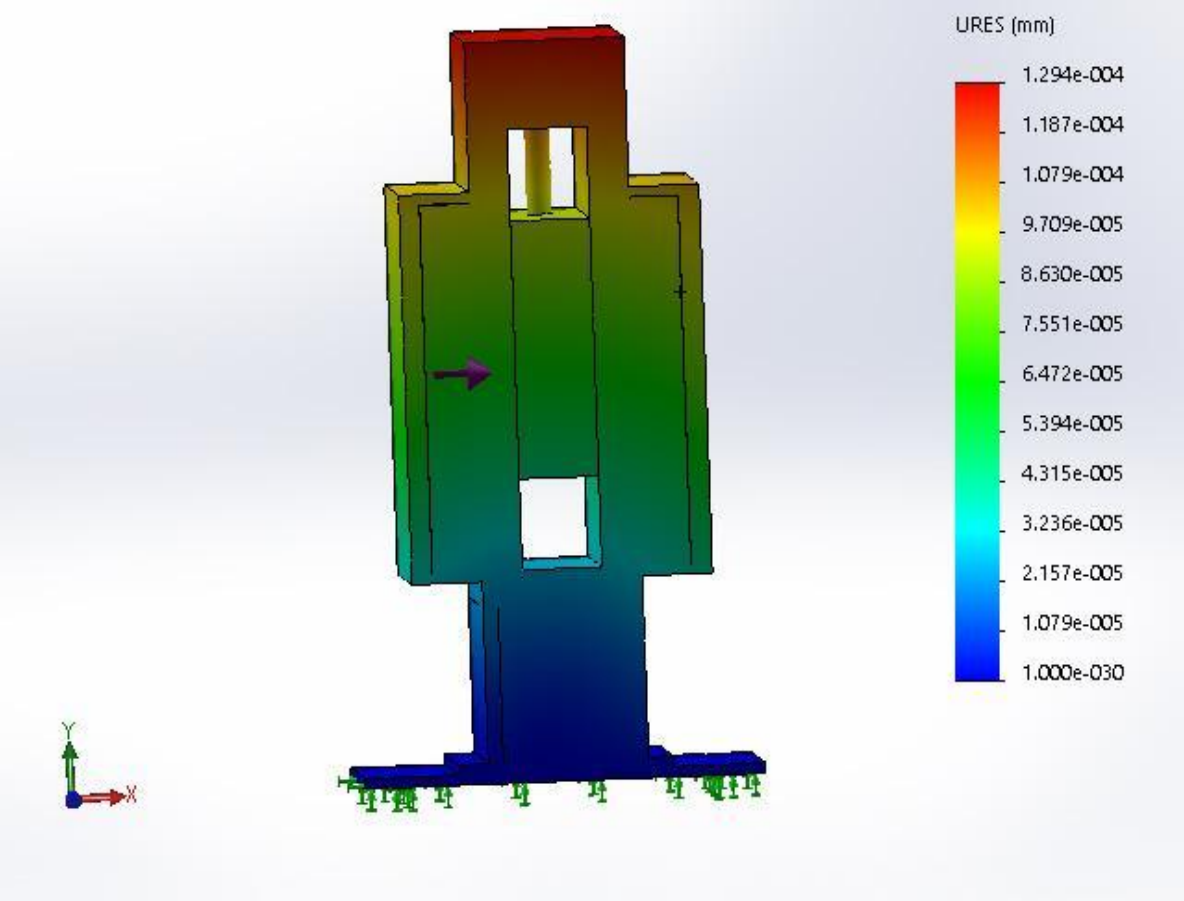


Figure IV-30: La déformation de l'obturateur primaire pour une accélération 0,2g

Nom du modèle: SHUTTER v58
 Nom de l'étude: Dynamique 1(-Défaut-)
 Type de tracé: Dynamique linéaire Déplacement Déplacements1
 Echelle de déformation: 1

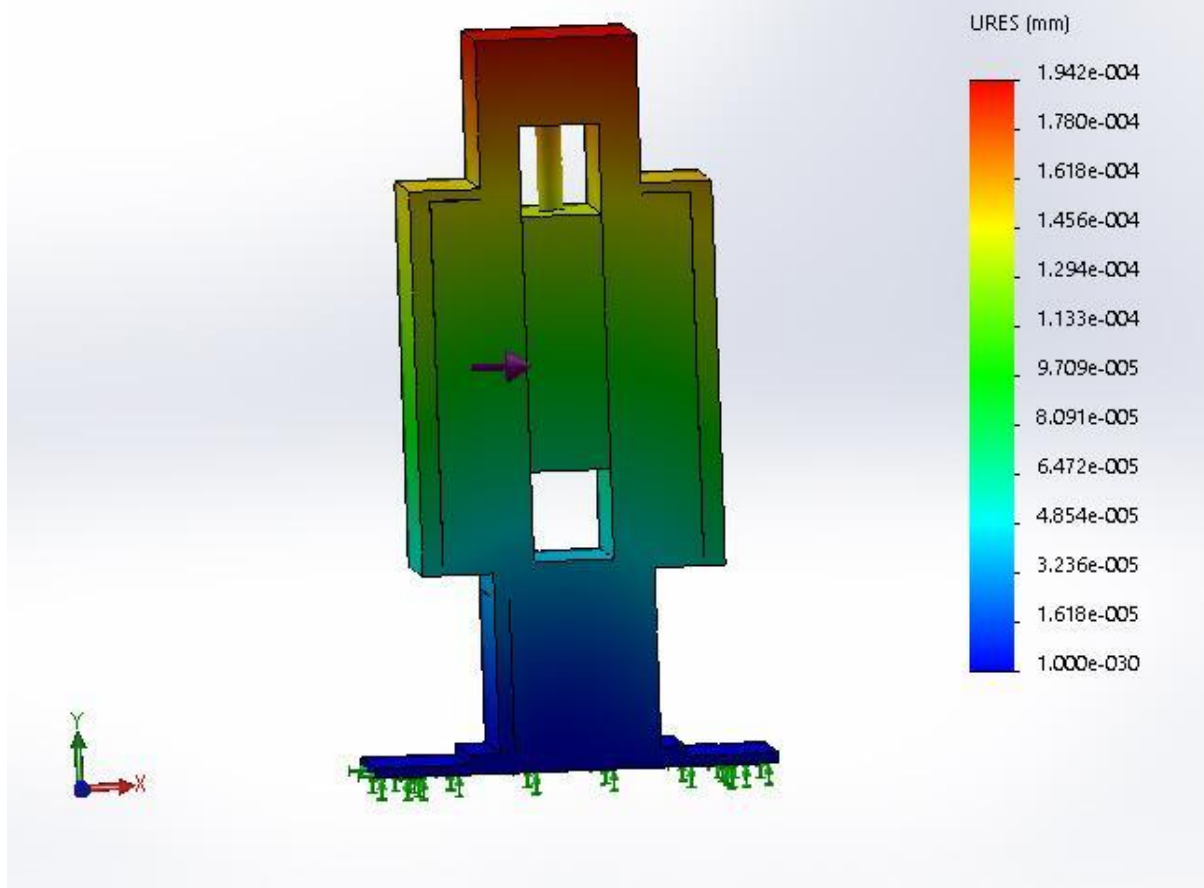


Figure IV-31: La déformation de l'obturateur primaire pour une accélération 0.3g

La valeur maximale de la déformation est $6,471.10^{-5}$ mm, $1,294.10^{-4}$ mm et $1,942.10^{-4}$ mm respectivement pour les accélérations 0,1g, 0,2g et 0,3g. Ces valeurs sont négligeables devant la dimension de l'obturateur.

IV-4. CONCLUSION

Les calculs de simulation effectués pour l'évaluation des effets physiques induits par les rayonnements sur le collimateur ne présentent aucun risque sur l'installation. Les modifications dans la structure du collimateur sont négligeables et son utilisation ne nécessite aucun changement durant le cycle de vie de l'instrument.

D'autre par les études de sismicité suivante, les standards en vigueur, relatives à l'obturateur primaire du faisceau, qui est considéré comme un élément important pour la sureté, ne présentent aucune anomalie en relation avec ni son fonctionnement ni la tenue de sa position normale devant le canal. Dans le même conteste les études sismiques sur le collimateur ont démontré que ce dernier reste stable au sein du canal et ne présente aucun danger vis-à-vis à l'obturateur du faisceau.

V. Conclusion générale

Le système d'analyse par activation neutronique par les gamma prompts PGAA est une installation nucléaire complexe qui nécessite des connaissances pluridisciplinaires pour assurer à la fois de bonnes performances d'analyse et garantir un niveau de sûreté et de sécurité respectant la réglementation en vigueur. Les performances de ce système sont liées d'une part à la qualité de la source de neutron utilisée (qui est dans notre cas le réacteur Triga) et d'autre part à la conception des composants élémentaires de ce dispositif. Le comportement d'un composant est en relation directe avec les matériaux qui le constituent, son rôle technique, le type de rayonnement sous lequel il est exposé et son lieu physique par rapport à l'ensemble du dispositif expérimental. Afin de répondre aux exigences de cette installation nucléaire, tout en respectant les contraintes liées à la sûreté, la réalisation d'un ensemble de calculs et de simulations neutronique, radiologique, thermique, sismique, etc.... est éminente afin d'effectuer une analyse de sûreté globale à l'ensemble du système PGAA-Réacteur bien optimisé.

Cette optimisation doit suivre une chronologie bien efficace liée dans un premier temps aux choix du canal qui sera le plus adapté à héberger l'instrument, à l'identification des technologies adéquates en matière de matériaux et à l'optimisation des dimensions afin de respecter les exigences et les contraintes citées ci-dessous. Le choix du canal est basé principalement sur la qualité du faisceau par rapport au spectre neutronique qui doit avoir une composante thermique dominante et une faible composante des rayons gamma originaires du cœur du réacteur. Le choix des matériaux qui composent chaque élément de l'instrument se repose sur leurs rôles du point de vue instrumental ainsi que sur leurs comportements dans un environnement similaire.

Afin d'effectuer un choix convenable du canal pour un tel instrument, un modèle MCNP a été élaboré pour le réacteur Triga. Ce modèle a permis de générer le spectre des neutrons et des rayons gamma, grâce aux calculs de criticité, dans toutes les positions candidates à héberger le système PGAA, à savoir le canal tangentiel NB1, le canal percé NB2 et les canaux radiaux NB3 et NB4. Les résultats ont révélé des avantages par rapport au canal tangentiel NB1 dont les spectres neutroniques et gamma sont favorisés par rapport aux autres canaux grâce à leurs qualités. D'autre part, comme son nom le révèle, ce canal tangentiel n'est pas orienté directement vers le cœur du réacteur, c.à.d., moins de rayonnement gamma nuisible. Une validation, par des mesures de caractérisation neutronique, des résultats obtenus par les

simulations s'avère indispensable dans ce genre d'expérience. Chose qui a été effectuée dans un autre cadre et ne fait pas partie de ce travail. C'est sur les résultats validés de cette phase que l'optimisation de tous les composants de l'instrument PGAA sera basée. Le spectre neutronique et gamma dans le canal choisi a été généré avec une distribution angulaire avec un bon niveau de précision dans la position représentative la plus adéquate afin d'effectuer les calculs de simulation pour l'intégralité de l'instrument PGAA.

Avant d'aborder l'optimisation, l'identification de chaque composant avec son rôle individuel a été effectuée en se basant sur le retour d'expérience de la communauté scientifique experte dans la matière. Cette identification a permis de catégoriser les composants PGAA en deux. La première catégorie est liée à ceux qui seront installés à l'intérieur du canal NB1. Cette catégorie nécessite une attention particulière et des investigations spécifiques du fait qu'elle peut probablement impacter le comportement du réacteur. La deuxième catégorie est celle qui sera installée dans le hall du réacteur et n'aura aucun impact direct sur le comportement du réacteur.

La première catégorie contient le collimateur du faisceau qui permet de réduire la section et la divergence du faisceau et baisser le niveau du bruit de fond neutronique et gamma au voisinage du canal. Ce collimateur est doté d'un filtre de saphir qui permet de réduire la composante épithermique et rapide du faisceau. Son rôle principal est d'améliorer la qualité du faisceau provenant du cœur du réacteur. Le choix des matériaux du collimateur et leurs dimensions a été basé sur une multitude de simulation et d'optimisation pour plusieurs matériaux et configurations. Les simulations ont comporté les aspects neutroniques, radiologiques, comportementaux dans les conditions de très haute fluence neutronique. En ce qui concerne l'amélioration de la qualité du faisceau, le filtre de saphir était le sujet de plusieurs simulations pour le choix de la longueur adéquate pour atteindre des performances optimales. Un autre volé, a été étudié, qui est en relation avec l'évaluation des niveaux de déchets radioactifs qui seront générés après l'exposition à un certain taux de fluence. Cela permettra de se préparer aux scénarios de démantèlement dans l'avenir. Dans la même catégorie, il y a l'obturateur primaire du faisceau, qui remplace le bouchon du canal, qui permet de contrôler l'ouverture et la fermeture du faisceau suivant les besoins des opérateurs. L'évaluation de ses performances a été réalisée dans les différents cas d'utilisation ainsi qu'une cartographie des débits de dose qui jouera un rôle important au moment de l'implémentation et des tests de mise en services.

La deuxième catégorie des composants du système PGAA comporte un guide à neutron de quatre mètres, un conformateur du faisceau, une chambre d'irradiation, un système de détection doté d'un suppresseur Compton, d'un stoppeur du faisceau et un blindage instrumental et biologique. Le guide à neutron est doté de super-miroirs traités et super-polie afin de véhiculer les neutrons thermiques, tout en absorbant les neutrons rapides dont les longueurs d'onde sont comprises dans une plage particulière, par la diffraction sélective de Bragg. Son impact sur les composants du spectre neutronique a été évalué et a révélé une amélioration relativement considérable au niveau des rapports de la composante thermique aux composantes rapide et épithermiques respectivement. Le conformateur du faisceau permet d'avoir en permanence la possibilité de réduire la section du faisceau suivant les dimensions de l'échantillon utilisés dans la manipulation. Il est doté de plusieurs dimensions d'ouverture. Le fait que le conformateur se positionne au voisinage du système de mesure, une optimisation de ses dimensions, afin de réduire le bruit de fond neutronique et gamma a été réalisées à son voisinage. Une configuration finale et optimale a été arrêtée. La chambre d'irradiation est dédiée à positionner les échantillons sujet de caractérisation par PGAA. Elle doit être conçu de telle sorte à assurer un minimum de bruit de fond au voisinage du système de détection. Ce dernier est un semi-conducteur à base de Germanium Hyper Pur connu par sa haute résolution et son efficacité comparé aux autres types de détecteur gamma. Le flux à la position prévue pour les échantillons ainsi que le bruit de fond au voisinage du détecteur ont été calculé. Le stoppeur du faisceau permet d'arrêter le reste du faisceau qui n'a pas interagi avec l'échantillons. Il doit exercer sa fonction avec la génération d'un minimum de rayonnement résiduels. Deux configurations ont été étudiées et la plus optimale a été choisie.

Après avoir optimiser chaque composant du système PGAA, une cartographie 3D des neutrons et des gamma a été générée autour de l'intégralité de l'instrument PGAA afin de concevoir un blindage biologique qui isolera l'instrument du reste du hall du réacteur et qui assurera des débits de doses inférieurs aux limites réglementaires. Dans cette optique, trois configurations de blindage ont été étudiées et la configuration optimale a été choisie avec la prise en considération des contraintes de radioprotection, de la charge au sol limite et celles liées aux aspects sismiques.

Pour conclure on doit admettre que la modélisation de l'intégralité d'une installation nucléaire telle de système PGAA nécessite une équipe pluridisciplinaire qui travaille en parallèle sous le cadre d'une structure bien organisée et synchrone. Elle implique une maîtrise et une compréhension largement suffisantes des phénomènes multi-physiques ainsi que la

maitrise de plusieurs outils de modélisations, de programmation et de calculs numérique. Elle nécessite dans certains cas le développement de programmes (voir modèle) pour résoudre une problématique spécifique, car chaque installation nucléaire est unique et nécessite une analyse de sureté particulièrement adaptées.

VI. Reference

- [1] Lea D.E, "Combination of Proton and Neutron," *Nature* 133,24, 1934.
- [2] T. L. Isenhour and G. H. Morrison, "Determination of Boron by Thermal Neutron Activation Analysis Using a Modulation Technique.," *Analytical Chemistry*, vol. 38, no. 2, pp. 167–169, Feb. 1966, doi: 10.1021/ac60234a005.
- [3] Zs. Révay, T. Belgya, Zs. Kasztovszky, J. L. Weil, and G. L. Molnár, "Cold neutron PGAA facility at Budapest," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 213, pp. 385–388, 2004, doi: [https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(03\)01653-7](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(03)01653-7).
- [4] Z. Révay, "PGAA : Prompt gamma and in-beam neutron activation analysis facility," *Journal of large-scale research facilities*, vol. 1, pp. 19–21, 2015, doi: 10.17815/jlsrf-1-46.
- [5] K. Gméling, A. Simonits, I. Sziklai László, and D. Párkányi, "Comparative PGAA and NAA results of geological samples and standards," *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, vol. 300, no. 2, pp. 507–516, 2014, doi: 10.1007/S10967-014-3032-2.
- [6] "PGAA/NAA analysis with the Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL) D+D neutron generator." <https://escholarship.org/uc/item/36d2d9xn> (accessed Mar. 05, 2022).
- [7] G. L. Molnár, *Handbook of prompt gamma activation analysis with neutron beams*, vol. 55. 2004. doi: 10.1007/978-0-387-23359-8.
- [8] H. Amsil *et al.*, "Conceptual implementation stages for Moroccan PGAA/NI instruments: STAGE i & II," *Journal of Neutron Research*, vol. 22, no. 4, pp. 403–415, 2020, doi: 10.3233/JNR-200171.
- [9] R. B. Velocities and E. I. N. Cm, "Neutron collision theory," 2006.
- [10] S. Landsberger, "Handbook of Prompt Gamma Activation Analysis with Neutron Beams Edited by Gábor L. Molnár (Chemical Research Centre, Budapest). Kluwer Academic Publishers: Dordrecht, Boston, London. 2004. xvi + 424 pp. \$180.00. ISBN 1-4020-1304-3.," *J Am Chem Soc*, vol. 127, no. 39, pp. 13740–13741, Oct. 2005, doi: 10.1021/ja059792t.
- [11] G. Molnar, "Handbook of Prompt Gamma Activation Analysis: With Neutron Beams." p. 423, 2004. doi: 10.1007/978-0-387-23359-8.
- [12] "Bragg's law - Wikipedia." https://en.wikipedia.org/wiki/Bragg%27s_law (accessed Mar. 05, 2022).
- [13] J. M. (John M. Cowley, "Diffraction physics," p. 410, 1975.
- [14] "Indices de Miller et indices de direction." https://fr.wikipedia.org/wiki/Indices_de_Miller_et_indices_de_direction (accessed Nov. 12, 2021).
- [15] E. Oetjen, T. Diedrich, A. Eggers, B. Eckert, and W. Knepel, *Handbook of Prompt Gamma Activation Analysis with Neutron Beams*, vol. 269, no. 43. 1994. doi: 10.1088/1674-1137/38/9/090001.
- [16] A. K. Freund, "Cross-sections of materials used as neutron monochromators and filters," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 213, no. 2, pp. 495–501, 1983, doi: [https://doi.org/10.1016/0167-5087\(83\)90447-7](https://doi.org/10.1016/0167-5087(83)90447-7).

- [17] I. Atomic, E. Agency, I. Atomic, and E. Agency, "INDC International Nuclear Data Committee Specific Applications of Research Reactors : Provision of Nuclear Data," no. July 2010, 2009.
- [18] H. Bounouira, K. Embarch, H. Amsil, M. Bounakhla, and M. Blaauw, "Neutron flux characterization of the Moroccan Triga Mark II research reactor and validation of the k0 standardization method of NAA using k0-IAEA program," *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, vol. 300, no. 2, pp. 465–471, 2014, doi: 10.1007/s10967-014-2963-y.
- [19] "PATERNOT ifesure absolue d' u n f l u x é t a l o n de neutrons thermiques," 1967.
- [20] Zs. Révay, R. K. Harrison, E. Alvarez, S. R. Biegalski, and S. Landsberger, "Construction and characterization of the redesigned PGAA facility at The University of Texas at Austin," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 577, no. 3, pp. 611–618, 2007, doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.04.119>.
- [21] J. F. Briesmeister, "MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code," *Los Alamos National Laboratory*, no. March, p. 790, 2000.
- [22] "ENDF: Evaluated Nuclear Data File." <https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm> (accessed Mar. 05, 2022).
- [23] "TRIGA Nuclear Reactors | General Atomics." <https://www.ga.com/triga/> (accessed Mar. 05, 2022).
- [24] A. Didi, A. Dadouch, O. Jaï, J. Tajmouati, and H. el Bekkouri, "Neutron activation analysis: Modelling studies to improve the neutron flux of Americium–Beryllium source," *Nuclear Engineering and Technology*, vol. 49, no. 4, pp. 787–791, Jun. 2017, doi: 10.1016/J.NET.2017.02.002.
- [25] L. Snoj, M. Ravnik, and J. Stefan, "International Conference Nuclear Energy for New Europe 2006 Calculation of Power Density with MCNP in TRIGA reactor." [Online]. Available: <http://www.djs.si/port2006>
- [26] H. Ithnin *et al.*, "Effect of Filter Arrangement in PGNAA Collimator Design for TRIGA Reactor: A MCNPX Study 1".
- [27] J. D. Brockman, D. Nigg, and M. Frederick Hawthorne, *A new single-crystal filtered thermal neutron source for neutron capture therapy research at the University of Missouri*, vol. 3. 2008.
- [28] M. Adib, M. Kilany, N. Habib, and M. Fathallah, "Neutron Transmission of Single-Crystal Sapphire Filters," pp. 224–237.
- [29] J. Abdelhamid, A. Hamid, C. Abdelouahed, K. Ouadie, and S. Abdelmajid, "Generation of thermal scattering cross sections for sapphire (Al₂O₃) and bi crystal filters used in nuclear facilities," *Annals of the University of Craiova, Physics*, vol. 29, pp. 45–49, 2019, [Online]. Available: <https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-85078660060&partnerID=40&md5=b1f39685f68f81453329e37f7da80c0f>
- [30] L. el Amri *et al.*, "Neutron guide optimization for the Moroccan PGAA system," *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 174, 2021, doi: 10.1016/j.apradiso.2021.109783.
- [31] J. Armstrong *et al.*, "MCNP User's Manual Code Version 6.2".
- [32] L. El Amri *et al.*, "Neutron guide optimization for the Moroccan PGAA system," *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 174, p. 109783, 2021, doi: <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2021.109783>.

- [33] T. Nrc, T. Nrc, and E. U. States, "Seismic Reviews at U . S . Nuclear Power Plants Earthquake (or Seismic) Hazard," 2011.
- [34] NSC, "Regulatory Guide for Reviewing Seismic Design of Nuclear Power Reactor Facilities," p. 16, 2006.
- [35] IAEA, "Earthquake Preparedness and Response for Nuclear Power Plants," *International Atomic Energy Agency*, 2011.
- [36] R. Maroc, "Le reglement de construction parasismique," *Decret n 2-02-177 du 9 hija 1422 (22 février 2002)*, 2011.
- [37] L. R. Greenwood and R. K. Smither, "SPECTER: neutron damage calculations for materials irradiations," Jan. 1985, doi: 10.2172/6022143.
- [38] M. R. Gilbert, J. Marian, and J. C. Sublet, "Energy spectra of primary knock-on atoms under neutron irradiation," *Journal of Nuclear Materials*, vol. 467, pp. 121–134, Dec. 2015, doi: 10.1016/J.JNUCMAT.2015.09.023.
- [39] M. R. Gilbert and J. C. Sublet, "PKA distributions: Contributions from transmutation products and from radioactive decay," *Nuclear Materials and Energy*, vol. 9, pp. 576–580, Dec. 2016, doi: 10.1016/J.NME.2016.02.006.
- [40] M. R. Gilbert and J. C. Sublet, "Differential dpa calculations with SPECTRA-PKA," *Journal of Nuclear Materials*, vol. 504, pp. 101–108, Jun. 2018, doi: 10.1016/J.JNUCMAT.2018.03.032.
- [41] W. Yin, T. Zu, L. Cao, and H. Wu, "Remarks and improvements on neutron KERMA factors and radiation damage cross sections calculated by NECP-Atlas and NJOY21 using different evaluated nuclear data libraries," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 164, p. 108624, Dec. 2021, doi: 10.1016/J.ANUCENE.2021.108624.
- [42] K. Mao and A. Dissertation, "INFLUENCE OF IRRADIATION AND LASER WELDING ON DEFORMATION MECHANISMS IN AUSTENITIC STAINLESS STEELS," 2019.
- [43] S. Taller, "The Role of Damage Rate on Cavity Nucleation with Co-Injected Helium in Dual Ion Irradiated T91 Steel," 2020.
- [44] Enrico. Turchetti and Romana. Fasi, "Elementi di fisica," 1998.
- [45] "Dilatation thermique." https://fra.wiki/wiki/Dilatazione_termica (accessed Mar. 05, 2022).
- [46] P. Tosi, P. Sbarra, and V. De Rubeis, "Earthquake sound perception," *Geophys. Res. Lett.*, vol. 39, p. 24301, 2012, doi: 10.1029/2012GL054382.
- [47] V. Ronen, "Reactor Physics and Reactor Computations," 1994.