

N° d'ordre : 3542

THÈSE

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

Centre de Recherche : en Énergie

Structure de Recherche : Équipe d'Énergétique et Physique des Réacteurs
Nucléaires, Sécurité Nucléaire et Environnement (PRESN)

Discipline : Physique

Spécialité : Physique Nucléaire

Présentée et soutenue le 30/10/2021 par :

Abdelaziz DARIF

**Analyse et Conception Neutroniques du Réacteur de Recherche TRIGA
MARK-II Moyennant les Codes de Calcul DRAGON/TRIVAC et Monte-Carlo
MCNP**

JURY

Hamid EZ-ZAHRAOUI	PES, Faculté des Sciences, Université Mohammed V - Rabat	Président
Chakir ELMAHJOUB	PES, Faculté des Sciences, Université Ibn Tofail - Kénitra	Rapporteur/ Examineur
Abdelmajid SAIDI	PES, Faculté des Sciences, Université Mohammed V - Rabat	Rapporteur/ Examineur
Hamid TOUMA	PES, Faculté des Sciences, Université Mohammed V - Rabat	Rapporteur/ Examineur
Abdelouahed CHETAINE	PES, Faculté des Sciences, Université Mohammed V - Rabat	Directeur de Thèse

Année Universitaire : 2020/2021

Résumé

L'étude portée particulièrement sur le cœur du réacteur de recherche TRIGA MARK-II du Royaume du Maroc a permis d'évaluer l'influence de la variation du type de matériau d'éléments de réflecteur de neutrons sur les paramètres neutroniques. La comparaison a été réalisée entre trois types de matériaux d'un élément de réflecteur : graphite, béryllium (Be), et oxyde de béryllium (BeO). Les calculs de Monte Carlo MCNP5 du facteur de multiplication effectif des neutrons (k_{eff}) en fonction du nombre d'éléments de matériau réflecteur insérés dans le cœur du réacteur pour ces trois familles de matériaux d'éléments réflecteurs ont été effectués. Cette option serait avantageusement employée afin d'augmenter le facteur de multiplication effectif de la population neutronique sans changer la taille de ce réacteur.

Nous avons aussi analysé la neutronique du cœur bidimensionnel du réacteur en utilisant le code déterministe DRAGON Version5 pour obtenir toutes les bases de données qui seront utilisées dans les calculs du cœur complet avec le code DONJON Version5. Les calculs du taux de combustion nucléaire de l'élément de combustible bidimensionnel et du cœur à deux dimensions ont été exécutés via le code DRAGON Version5 et le facteur de multiplication effectif des neutrons a été calculé pour le cœur complet à l'aide du code TRIVAC Version5. Cette procédure de test a été menée de manière à vérifier l'applicabilité de ces codes déterministes à l'analyse neutronique du cœur du réacteur TRIGA MARK-II avec les caractéristiques de la géométrie hexagonale et de la forte hétérogénéité. En outre, ces codes déterministes guident les modèles de la pensée nécessaires pour comprendre les interactions complexes des matériaux et des processus physiques en comparaison avec les codes de Monte Carlo effectuant la tâche d'analyse très bien, mais souvent n'offrent pas cet aperçu sur les interactions des processus physiques visés. Cette compréhension des processus permettra d'élaborer un code de diffusion pour un cas hexagonal et de l'appliquer au réacteur TRIGA MARK-II du Maroc.

Mots- clés : Analyse et Conception Neutroniques, Paramètres Neutroniques, Matériaux Réflecteurs, Réacteur TRIGA Mark-II, Codes Déterministes DRAGON Version5/ DONJON Version5 ou TRIVAC Version5, Code Monte Carlo MCNP5.

Abstract

The study that is particularly aimed at the core of the TRIGA MARK-II research reactor of the Kingdom of Morocco allowed assessing the influence of variation of neutron reflector elements material type on the nuclear parameters. The comparison was made between three kinds of reflector element materials: graphite, beryllium (Be), and beryllium oxide (BeO). MCNP5 Monte Carlo computations of the effective neutron multiplication factor (k_{eff}) of the reactor according to the number of reflector material elements inserted in the reactor core for these three reflector elements materials families were carried out. This option could be advantageously used with the aim of increasing the k_{eff} parameter without changing the size of the reactor.

We also analyzed the two-dimensional core neutronic of the Moroccan TRIGA MARK-II research reactor using the DRAGON Version5 code to obtain all databases that will be used in calculations of full TRIGA core with DONJON Version5 code. The burnup calculations of the two-dimensional fuel element and two-dimensional TRIGA core were performed using DRAGON Version5 code, and effective multiplication factor was calculated for full core via TRIVAC Version5 code. This testing procedure was conducted in a manner as to verify the applicability of these deterministic codes for the core neutronic analysis of Moroccan TRIGA MARK-II research reactor with the characteristics of hexagonal geometry and high heterogeneity. Moreover, these deterministic codes guide the models of thought necessary to understand the complex interactions of materials and the physical processes in comparison with the Monte Carlo codes carrying out the analysis task very well, but often do not offer this overview on the interactions of the desired physical processes. This understanding of the processes will enable to elaborate a diffusion code for a hexagonal case and to apply it to the Moroccan TRIGA MARK-II reactor.

Key words : Neutronic Analysis and Design, Nuclear Parameters, Reflectors Materials, TRIGA MARK-II Reactor, DRAGON Version5/ DONJON Version5 or TRIVAC Version5 Deterministic Codes, MCNP5 Monte Carlo Code.

Je dédie cette thèse :

À ma chère mère Techfa, que Dieu bénisse son âme, pour son amour, ses
encouragements et ses sacrifices ;

À mon cher père Mohamed, que Dieu lui accorde la santé et la longue
vie, pour son soutien, sa patience et ses encouragements ;

À mes chers frères et sœurs ;

À toute ma chère famille ;

À tous mes chers professeurs ;

À tous mes chers collègues et amis....

Remerciements

Dieu merci, c'est fini !

Ce travail de thèse s'est déroulé au sein de la Structure de Recherche de l'Équipe d'Énergétique et Physique des Réacteurs Nucléaires, Sécurité Nucléaire et Environnement, Centre de Recherche en Énergie de la Faculté des Sciences, Université Mohammed V de Rabat, sous la direction du Professeur Abdelouahed CHETAINE.

D'abord et avant tout, j'aimerais exprimer mon appréciation et ma profonde gratitude à mon directeur de thèse Monsieur Abdelouahed CHETAINE, Professeur d'enseignement supérieur à la Faculté des Sciences de Rabat, pour m'avoir proposé ce sujet de thèse et pour avoir dirigé mes travaux scientifiques. Il m'a fait profiter de sa grande expérience dans le domaine de la physique des réacteurs et a fait preuve d'une grande disponibilité. Je le remercie très sincèrement pour la relecture minutieuse des différentes parties de cette thèse et pour les précieux conseils et encouragements qu'il n'a cessé de m'apporter pour préparer la soutenance.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur Hamid EZ-ZAHRAOUI, Professeur d'enseignement supérieur à la Faculté des Sciences de Rabat, pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Je voudrais également adresser mes vifs remerciements à Monsieur Chakir ELMAHJOUB, Professeur d'enseignement supérieur à la Faculté des Sciences de Kénitra, d'avoir accepté de relire minutieusement cette thèse, d'en être rapporteur et d'en être examinateur.

J'aimerais aussi remercier sincèrement Monsieur Abdelmajid SAIDI, Professeur d'enseignement supérieur à la Faculté des Sciences de Rabat, d'avoir accepté de relire consciencieusement cette thèse, d'en être rapporteur et de l'examiner.

Je tiens également à remercier Monsieur Hamid TOUMA, Professeur d'enseignement supérieur à la Faculté des Sciences de Rabat, pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de rapporter et d'examiner cette thèse.

Mes remerciements vont aussi aux Professeurs du Laboratoire de Physique Nucléaire pour m'avoir conseillé, et pour tous les échanges que nous avons eus, liés à la recherche ou simplement pour rire. Je souhaite également remercier de nombreux collègues, en particulier Messieurs Mohammed MGHAR et Ouadie KABACH pour les échanges fructueux et l'intérêt qu'ils ont montré pour mon travail.

Merci aussi à mes amis pour leurs soutiens et encouragements.

Enfin, un très grand merci à mes parents, mes frères et mes sœurs pour toute l'aide qu'ils m'ont apportée durant non seulement ces années consacrées à ma thèse de doctorat, mais toute ma vie. Leur soutien permanent dans les moments difficiles comme dans les bons moments et leur optimisme spontané pour mon avenir sont clés.

Résumé

Analyse et Conception Neutroniques du Réacteur de Recherche TRIGA MARK-II moyennant les Codes de Calcul DRAGON/TRIVAC et Monte Carlo MCNP

L'étude portée particulièrement sur le cœur du réacteur de recherche TRIGA MARK-II du Royaume du Maroc a permis d'évaluer l'influence de la variation du type de matériau d'éléments de réflecteur de neutrons sur les paramètres neutroniques. La comparaison a été réalisée entre trois types de matériaux d'un élément de réflecteur : graphite, béryllium (Be), et oxyde de béryllium (BeO). Les calculs de Monte Carlo MCNP5 du facteur de multiplication effectif des neutrons (k_{eff}) en fonction du nombre d'éléments de matériau réflecteur insérés dans le cœur du réacteur pour ces trois familles de matériaux d'éléments réflecteurs ont été effectués. Cette option serait avantageusement employée afin d'augmenter le facteur de multiplication effectif de la population neutronique sans changer la taille de ce réacteur.

Nous avons aussi analysé la neutronique du cœur bidimensionnel du réacteur en utilisant le code déterministe DRAGON Version5 pour obtenir toutes les bases de données qui seront utilisées dans les calculs du cœur complet avec le code DONJON Version5. Les calculs du taux de combustion nucléaire de l'élément de combustible bidimensionnel et du cœur à deux dimensions ont été exécutés via le code DRAGON Version5 et le facteur de multiplication effectif des neutrons a été calculé pour le cœur complet à l'aide du code TRIVAC Version5. Cette procédure de test a été menée de manière à vérifier l'applicabilité de ces codes déterministes à l'analyse neutronique du cœur du réacteur TRIGA MARK-II avec les caractéristiques de la géométrie hexagonale et de la forte hétérogénéité. En outre, ces codes déterministes guident les modèles de la pensée nécessaires pour comprendre les interactions complexes des matériaux et des processus physiques en comparaison avec les codes de Monte Carlo effectuant la tâche d'analyse très bien, mais souvent n'offrent pas cet aperçu sur les interactions des processus physiques visés. Cette compréhension des processus permettra d'élaborer un code de diffusion pour un cas hexagonal et de l'appliquer au réacteur TRIGA MARK-II du Maroc.

Mots-clés : Analyse et Conception Neutroniques, Paramètres Neutroniques, Matériaux Réflecteurs, Réacteur TRIGA Mark-II, Codes Déterministes Dragon Version5/ Donjon Version5 ou TRIVAC Version5, Code Monte Carlo MCNP5.

Abstract

Neutronic Analysis and Design for the TRIGA MARK-II Research Reactor using the DRAGON/TRIVAC and MCNP Monte Carlo Calculation Codes

The study that is particularly aimed at the core of the TRIGA MARK-II research reactor of the Kingdom of Morocco allowed assessing the influence of variation of neutron reflector elements material type on the nuclear parameters. The comparison was made between three kinds of reflector element materials: graphite, beryllium (Be), and beryllium oxide (BeO). MCNP5 Monte Carlo computations of the effective neutron multiplication factor (k_{eff}) of the reactor according to the number of reflector material elements inserted in the reactor core for these three reflector elements materials families were carried out. This option could be advantageously used with the aim of increasing the k_{eff} parameter without changing the size of the reactor.

We also analyzed the two-dimensional core neutronic of the Moroccan TRIGA MARK-II research reactor using the DRAGON Version5 code to obtain all databases that will be used in calculations of full TRIGA core with DONJON Version5 code. The burnup calculations of the two-dimensional fuel element and two-dimensional TRIGA core were performed using DRAGON Version5 code, and effective multiplication factor was calculated for full core via TRIVAC Version5 code. This testing procedure was conducted in a manner as to verify the applicability of these deterministic codes for the core neutronic analysis of Moroccan TRIGA MARK-II research reactor with the characteristics of hexagonal geometry and high heterogeneity. Moreover, these deterministic codes guide the models of thought necessary to understand the complex interactions of materials and the physical processes in comparison with the Monte Carlo codes carrying out the analysis task very well, but often do not offer this overview on the interactions of the desired physical processes. This understanding of the processes will enable to elaborate a diffusion code for a hexagonal case and to apply it to the Moroccan TRIGA MARK-II reactor.

Key words: Neutronic Analysis and Design, Nuclear Parameters, Reflectors Materials, TRIGA MARK-II Reactor, Dragon Version5/ Donjon Version5 or TRIVAC Version5 Deterministic Codes, MCNP5 Monte Carlo Code.

Table des Matières

Remerciements	2
Résumé	4
Abstract	5
Table des Matières.....	6
Liste des Figures.....	9
Liste des Tables	11
Liste des Abréviations.....	12
Introduction Générale.....	13
Chapitre 1	16
Éléments Principaux de la Physique des Réacteurs Nucléaires	16
1.1. Les Bases Neutroniques Utiles.....	17
1.1.1. Interactions Neutrons-Matériaux.....	17
1.1.1.1. La Diffusion des Neutrons.....	19
1.1.1.2. La Capture des Neutrons	20
1.1.1.3. La Fission Nucléaire Induite par les Neutrons	20
1.1.2. Sections Efficaces de Réaction.....	23
1.1.3. Le Spectre des Neutrons.....	25
1.1.4. Le Flux Neutronique.....	26
1.2. Équation du Transport des Neutrons	27
1.2.1. Les Formes de l'Équation.....	27
1.2.2. Les Conditions de Frontière	31
1.3. Ralentissement des Neutrons.....	33
1.4. Dépendance Énergétique des Sections Efficaces et Autoprotection des Résonances	36
1.5. Conclusion.....	39
1.6. Références	39
Chapitre 2	42
Méthodes de Solution et Codes de Simulation Neutronique.....	42
2.1. Méthodes de Résolution de l'Équation du Transport	43
2.1.1. Présentation Générale.....	43
2.1.2. Fichiers de Données Nucléaires	44
2.1.3. Méthodes Déterministes	45
2.1.3.1. Approximation de Diffusion.....	47
2.1.3.2. Technique Multigroupe	48

2.1.3.3.	Méthode des Probabilités de Collision (CPM).....	51
2.1.3.4.	Méthode des Caractéristiques (MOC).....	54
2.1.3.5.	Méthode des Harmoniques Sphériques (P_N).....	60
2.1.3.6.	Méthodes de Discrétisation Spatiale.....	60
2.1.4.	Méthode Stochastique Monte Carlo	61
2.2.	Présentation des Codes de Simulation Neutronique.....	64
2.2.1.	Codes Déterministes.....	64
2.2.1.1.	Code DRAGON	64
2.2.1.2.	Code TRIVAC.....	66
2.2.1.3.	Code DONJON.....	68
2.2.2.	Code de Transport Probabiliste des Particules MCNP	68
2.3.	Conclusion.....	70
2.4.	Références	71
Chapitre 3		73
Description des Éléments Constitutifs du Réacteur de Recherche TRIGA MARK-II.....		73
3.1.	Introduction	74
3.2.	Vue d'Ensemble du Réacteur TRIGA MARK-II	74
3.3.	Composantes du Réacteur TRIGA MARK-II	77
3.3.1.	Source de Neutrons.....	77
3.3.2.	Matériau Modérateur-Combustible	77
3.3.3.	Éléments Factices en Graphite	78
3.3.4.	Plaques de Positionnement	79
3.3.5.	Plaque de Sécurité	79
3.3.6.	Barres de Contrôle.....	79
3.3.7.	Réflecteur	80
3.4.	Conclusion.....	81
3.5.	Références	81
Chapitre 4		82
Calculs Neutroniques Effectués		82
4.1.	Calcul des Paramètres Neutroniques du Réacteur TRIGA MARK-II en utilisant les Codes DRAGON/ TRIVAC.....	83
4.1.1.	Introduction	83
4.1.2.	Taux de Combustible Nucléaire	84
4.1.3.	Équations du Taux de Combustion et les Calculs du Burnup	87
4.1.4.	Les Expressions de k_{eff} et k_{inf}	88
4.1.5.	Méthodologie de Calcul et Géométrie Simulée.....	89

4.1.6.	Résultats et Interprétations	92
4.1.6.1.	Cas de l'Épuisement du Combustible de l'Élément Standard à 2 Dimensions	92
4.1.6.2.	Cas du Taux de Combustion du Cœur du TRIGA à 2 Dimensions.....	100
4.1.6.3.	Simulation de TRIVAC Version5 du Cœur Complet du TRIGA.....	103
4.1.7.	Conclusion.....	103
4.2.	Étude de l'Effet des Différents Types de Réflecteurs sur le Principal Paramètre Neutronique du Cœur du Réacteur TRIGA MARK-II en utilisant le Code Monte Carlo MCNP5	104
4.2.1.	Introduction	104
4.2.2.	Méthodologie de Calcul	104
4.2.3.	Résultats de L'Effet du Changement des Éléments Réflecteurs et Interprétations	107
4.2.4.	Conclusion.....	109
4.3.	Références	109
Conclusions et Perspectives		111
Conclusion Générale		112
Perspectives		114
Bibliographie Générale.....		115
Liste des Publications et des Communications		120

Liste des Figures

Figure 1.1. Illustration de la barrière de fission.	22
Figure 1.2. Récapitulatif des différents rayonnements issus au cours de la fission.	22
Figure 1.3. Neutrons incidents sur une cible.	23
Figure 1.4. Récapitulatif des sections efficaces de neutrons.	24
Figure 1.5. Spectre typique des neutrons dans les REP.	26
Figure 1.6. Schématisation de l'élément infinitésimal étudié.	27
Figure 1.7. Contribution au flux au point $\vec{r}$	31
Figure 1.8. Zone des résonances du noyau d' $^{238}_{92}\text{U}$	38
Figure 1.9. Le phénomène d'autoprotection.	39
Figure 2.1. Présentation des différentes méthodes numériques de résolution de l'équation du transport des neutrons.	43
Figure 2.2. Les étapes fondamentales du calcul neutronique via les codes déterministes.	47
Figure 2.3. Schéma de numérotation du groupe d'énergie des neutrons.	49
Figure 2.4. Séquence d'appels de modules dans DRAGON Version 5.	66
Figure 2.5. Approche modulaire de TRIVAC.	67
Figure 3.1. Configuration approximative du réacteur TRIGA MARK-II.	75
Figure 3.2. Vue en coupe transversale du cœur du réacteur TRIGA MARK-II.	76
Figure 3.3. Élément modérateur-combustible du réacteur TRIGA MARK-II.	78
Figure 3.4. Barre de commande typique avec un prolongateur de combustible.	80
Figure 4.1. Les processus multiples de désintégration de l'uranium-238 dans la condition du réacteur par capture de neutrons et d'autres modes de décroissance.	85
Figure 4.2. Simulation DRAGON Version 5 de la géométrie à 2D de l'élément standard de combustible.	91
Figure 4.3. Configuration du cœur du réacteur marocain TRIGA à 2D via le code DRAGON Version5.	91
Figure 4.4. Évolutions du k_{inf} pour l'élément combustible à 2D via DRAGON Version5. ...	93
Figure 4.5. Spectre des neutrons au début et à la fin du cycle de combustion nucléaire.	93
Figure 4.6. Distribution du flux neutronique.	94
Figure 4.7. Évolutions des densités atomiques des isotopes via DRAGON Version5.	97
Figure 4.8. Analyse de la sensibilité de quelques éléments via DRAGON Version5.	99
Figure 4.9. Sections efficaces macroscopiques en fonction des énergies de groupe au début et à la fin du cycle de combustion nucléaire.	100

Figure 4.10. Évolutions du k_{inf} pour le cœur du TRIGA à 2D via DRAGON Version5.	101
Figure 4.11. Évolutions du k_{inf} en fonction du nombre de barres de contrôle insérées dans le cœur du TRIGA.....	101
Figure 4.12. Distribution de flux des neutrons.....	102
Figure 4.13. Spectre des neutrons au début et à la fin du cycle de combustion nucléaire.	102
Figure 4.14. Représentation axiale et radiale du cœur du réacteur marocain TRIGA avec les éléments réflecteurs en béryllium via le code MCNP5.....	105
Figure 4.15. Représentation axiale et radiale du cœur du réacteur marocain TRIGA avec les éléments réflecteurs en oxyde de béryllium via le code MCNP5.	106
Figure 4.16. Représentation axiale et radiale du cœur du réacteur marocain TRIGA avec les éléments réflecteurs en graphite via le code MCNP5.	106
Figure 4.17. Les valeurs du paramètre k_{eff} variant selon le nombre des éléments de matériaux réflecteurs en graphite, en béryllium et en oxyde de béryllium dans le cœur de réacteur.	109

Liste des Tables

Tableau 1. 1. Récapitulatif des principales réactions se produisant dans un réacteur nucléaire.	18
Tableau 1. 2. Propriétés de modération de quelques matériaux.	35
Tableau 3. 1. Les données techniques d'un réacteur typique TRIGA MARK-II.	76
Tableau 4. 1. Les données sur la géométrie et la composition des matériaux des éléments standards de combustibles et prolongateurs de combustible.	91
Tableau 4. 2. k_{inf} de MCNP5 et de DRAGON Version5 pour l'élément combustible à 2D.	92
Tableau 4. 3. Les paramètres physiques des barres de réflecteur, de combustible et prolongateurs de combustible.	107
Tableau 4. 4. Les valeurs de k_{eff} calculées par MCNP5 pour les éléments réflecteurs en béryllium.	108
Tableau 4. 5. Les valeurs de k_{eff} calculées par MCNP5 pour les éléments réflecteurs en oxyde de béryllium.	108
Tableau 4. 6. Les valeurs de k_{eff} calculées par MCNP5 pour les éléments réflecteurs en graphite.	108

Liste des Abréviations

1D : One-Dimensional

2D : Two-Dimensional

3D : Three-Dimensional

Be : Béryllium

BeO : Oxyde De Béryllium

BOC : Begin-Of-Cycle

BUCAL1 : In-house Developed Burnup Code

CANDU : Canada Deuterium Uranium

CENM : Centre d'Études Nucléaires De La Maâmora

CP : Collision Probability

CPM : Collision Probability Method. Solution Method of the Transport Equation

DONJON : Complete Core Code Developed At the École Polytechnique De Montréal

DRAGON : Complete Lattice Code Developed At the École Polytechnique De Montréal

EOC : End-Of-Cycle

JRR-3M : Japan Research Reactor N° 3 Modified

MCNP : Monte-Carlo N-Particle Code

MOC : Method of Characteristics. Solution Method of the Transport Equation

MOX : Mixed Oxide Fuel

REP : Réacteur À Eau Sous Pression

THM : Tons of Initial Heavy Metals

TRIGA : Training, Research, Isotopes, General Atomics

TRIVAC : Core Computer Code At the École Polytechnique De Montréal

ZrH : Zirconium-Hydride

Introduction Générale

Les réacteurs nucléaires de recherche jouent un rôle majeur dans le domaine des sciences et technologies nucléaires en raison de leurs vastes applications scientifiques, industrielles et médicales. Plus de 650 réacteurs de recherche ont été construits depuis 1942 lorsque le réacteur Enrico Fermi a atteint la première criticité. Ces réacteurs ne sont pas utilisés à des fins de production d'énergie ; ils fournissent principalement une source de neutrons ou de rayons gamma pour l'irradiation, la production des radio-isotopes, les essais de matériaux, le dopage de silicium...etc. En outre, ils sont utilisés pour la formation de jeunes professionnels. Les caractères des réacteurs de recherche se distinguent par leurs buts visés. À des fins d'éducation et de formation, un réacteur de recherche avec une puissance dans la gamme de quelques kilowatts peut être suffisant, mais pour les applications industrielles telles que la production des isotopes, l'irradiation des matériaux...etc., un réacteur capable de fournir des flux neutroniques dans la plage de 10^{13} - 10^{14} n/cm².s (puissance de l'ordre de mégawatts) est crucial. Généralement, les réacteurs de recherche sont beaucoup plus simples que les réacteurs de puissance commerciaux, et la sûreté renforcée est assurée lorsqu'ils sont utilisés pour la formation. De plus, ils fonctionnent à de basses températures pour éviter des effets thermiques, et utilisent très peu d'assemblages combustibles. Afin d'atteindre la criticité avec un cœur compact se composant de tels quelques éléments combustibles, quelques réacteurs de recherche utilisent l'uranium fortement enrichi. Cependant, en raison des questions liées à la prolifération nucléaire, de nos jours il n'est pas autorisé à utiliser le combustible enrichi à plus de 20 % même dans les réacteurs de recherche en dehors des États dotés d'armes nucléaires.

Le modèle de réacteur de recherche le plus courant est le réacteur de type piscine qui a un cœur placé dans une piscine d'eau. Un type répandu d'un tel réacteur est TRIGA. Le réacteur TRIGA est caractérisé par sa sûreté intrinsèque résultant du grand coefficient de température négatif instantané de réactivité de son matériau de combustible-modérateur U-ZrH. De nos jours, la catégorie de réacteur implanté sur le territoire du Royaume du Maroc est le réacteur de recherche TRIGA MARK-II d'une puissance nominale de 2 MW.

L'analyse et la conception de ces réacteurs nucléaires nécessitent l'utilisation ou le développement des codes de calculs reposant sur les méthodes déterministes ou sur les méthodes stochastiques qualifiées de Monte Carlo dédiées à la résolution de l'équation de transport de Boltzmann qui régit le comportement des neutrons en essayant de surmonter le problème de type multi-objectif (de nombreuses performances) à grand nombre de dimensions (de nombreuses dizaines de paramètres de conception). À part des simulations stochastiques

(Méthode de Monte Carlo), le principe général de résolution de cette équation consiste en une élimination progressive des sept variables dont dépend le flux neutronique $\Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$. Ces codes ont été développés pour des calculs neutroniques du cœur de réacteur entier dans l'espace à trois dimensions ou de la cellule unitaire de crayons ou de l'assemblage complet se composant de nombreuses cellules unitaires avec des barres de commande, des matériaux de structure...etc. La cellule élémentaire typique d'un réacteur nucléaire consiste en un crayon de combustible cylindrique unique ou en une grappe de nombreux crayons semblables entourés par le caloporteur et le modérateur. Ces crayons peuvent être arrangés dans la plaque carrée ou hexagonale en signalant que la puissance de calcul augmente avec les géométries plus complexes. Les divers paramètres qui sont pris en compte sont l'enrichissement de combustible, la composition du matériau de combustible, le gainage, le modérateur, la température, la concentration en empoisonnement consommable, le taux de combustion nucléaire...etc. [1-2]. Le sujet de la thèse était de travailler sur la vérification de l'applicabilité de ces codes déterministes à l'analyse neutronique du cœur du réacteur TRIGA MARK-II avec les caractéristiques de la géométrie hexagonale et de la forte hétérogénéité ainsi que l'augmentation du facteur de multiplication effectif de la population neutronique sans changer la taille de ce réacteur. Pour ce faire, on utilise les codes DRAGON V5 et TRIVAC V5 pour les calculs déterministes, et le code MCNP5 pour la vérification des résultats. Dans les premières évaluations, les codes déterministes guident les modèles de la pensée nécessaires pour comprendre les interactions complexes des matériaux et des processus physiques en comparaison avec les codes de Monte Carlo qui effectuent la tâche d'analyse très bien, mais souvent n'offrent pas cet aperçu sur les interactions des processus physiques visés. Cette compréhension des processus permettra d'élaborer un code de diffusion pour un cas hexagonal et de l'appliquer au réacteur TRIGA MARK-II du Maroc. Dans les deuxièmes évaluations, l'accroissement du paramètre k_{eff} mène à la conception de nouveau réacteur plus économique en tenant compte de toutes les précautions de sécurité.

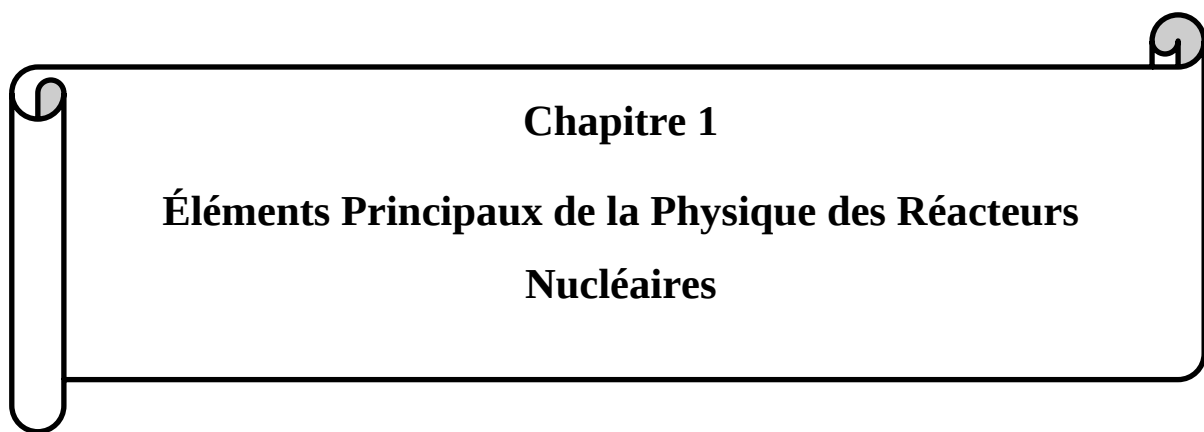
Nous avons structuré le manuscrit de thèse en quatre parties :

Dans la première partie, une vue d'ensemble de la physique des réacteurs nucléaires sera fournie. Nous reviendrons sur les bases neutroniques utiles, sur les formes de l'équation de transport des neutrons, sur le ralentissement des neutrons et sur l'autoprotection des résonances. La deuxième partie permettra une présentation des outils de calcul de neutronique utilisés pour évaluer les grandeurs d'intérêt. Ces outils se basent sur deux approches distinctes : la voie déterministe et la voie stochastique.

La troisième partie sera consacrée à la description de quelques éléments constitutifs du réacteur de recherche TRIGA MARK II.

La dernière partie présentera les résultats obtenus lors de l'analyse neutronique du réacteur marocain de recherche TRIGA MARK-II en utilisant les codes DRAGON Version5 et TRIVAC Version5 ainsi que lors de l'étude de l'influence des différents types de matériau des éléments réflecteurs sur les paramètres nucléaires du cœur du réacteur de recherche TRIGA MARK-II de 2 MW via le code Monte Carlo MNCP5.

Les conclusions générales et quelques perspectives intéressantes d'avenir de notre travail sont présentées dans la partie finale de ce document.



L'objectif de cette première partie est de présenter les outils mathématiques et physiques nécessaires à la compréhension de ce travail de recherche. Dans un réacteur nucléaire, les neutrons sont produits, ralentis et capturés. La physique des réacteurs nucléaires est déterminée par le transport de ces particules et leurs interactions avec les éléments constitutifs du réacteur. Cette discipline est également appelée la neutronique et est de la plus haute importance pour la conception, le fonctionnement et la sûreté des réacteurs nucléaires. Elle a pour but d'étudier le comportement des neutrons dans un cœur, ce qui mène à calculer le flux de neutrons en tout point du cœur, la réactivité du cœur, l'épuisement des différents isotopes et d'autres paramètres neutroniques. Afin de comprendre les équations fondamentales en expliquant les calculs d'autoprotection-ralentissement nous présentons, premièrement, quelques notions de base de la physique neutronique fondées sur les références [3-14].

1.1. Les Bases Neutroniques Utiles

1.1.1. Interactions Neutrons-Matériaux

Les interactions entre les neutrons et les matériaux jouent un rôle majeur dans les réacteurs nucléaires. Leur mécanisme de réactions assure un processus auto-entretenu de libération d'énergie. Dans le domaine de la physique des réacteurs nucléaires, ces interactions se réfèrent à celles qui se produisent entre les neutrons et les noyaux présents dans les matériaux. D'autres réactions, telles que le neutron-électron ou le neutron-neutron, sont généralement négligées par les neutroniciens.

Les raisons pour lesquelles les interactions neutron-électron peuvent être ignorées sont les suivantes : premièrement, leur probabilité de collision est assez faible ; deuxièmement, même après être entré en collision avec un électron, le neutron ne dévierait guère parce que sa masse ($\sim 10^{-27}$ kg) est beaucoup plus grande en comparaison avec celle de l'électron ($\sim 10^{-31}$ kg). Les réactions neutron-neutron sont négligées, cela signifie essentiellement que la densité des neutrons est d'ordres de grandeurs plus petits que la densité des matériaux dans le réacteur et la probabilité pour que le neutron interagisse ainsi avec un noyau des matériaux est d'ordres de grandeur plus élevés qu'il interagisse avec un autre neutron.

Retournons aux interactions principales se produisant dans un réacteur nucléaire c.-à-d. les réactions neutrons-noyaux. Elles sont classées en divers types de réactions selon les différentes énergies du neutron incident. Il faut souligner que les interactions neutron-matière mentionnées ici sont médiatisées par la force nucléaire forte qui est limitée dans une plage de 10^{-15} m (le

même ordre de grandeur que le diamètre des noyaux). Deux phénomènes fondamentaux peuvent se produire :

- Le neutron est diffusé par le noyau sans le pénétrer : il est appelé une réaction de diffusion potentielle. Cette réaction est décrite comme élastique parce que la quantité de mouvement et l'énergie cinétique de la paire neutron-noyau sont conservées. Une analogie classique est la collision élastique entre deux corps durs.
- La collision produit un noyau composé où le neutron incident pénètre le noyau et se mélange à d'autres nucléons. Le noyau composé gagne pour cette raison beaucoup d'énergie interne et est le plus souvent hautement instable. Après une durée de vie entre 10^{-22} s et 10^{-14} s, le noyau composé perd son énergie d'excitation en émettant des particules et/ou des rayonnements électromagnétiques. Le noyau composé peut subir plusieurs évolutions : fission, émission de particules (proton, neutron, particule alpha) et/ou émission de rayonnements gamma. Noter que si un neutron unique est émis, la réaction s'appelle la réaction de diffusion résonante. Le résultat est comparable à la réaction de diffusion potentielle. Cependant, cette réaction peut être inélastique, ce qui signifie que la quantité de mouvement et l'énergie cinétique ne sont pas conservées. Dans ce cas, la réaction se produit avec l'émission de rayonnement gamma. Si le noyau composé émet seulement des rayonnements gamma, alors la réaction s'appelle la capture radiative.

Dans la neutronique, le neutronicien s'intéresse seulement au résultat d'une réaction nucléaire sur la population de neutron : émission, absorption ou diffusion des neutrons et l'équilibre de la réaction. Dans le **Tableau suivant**, ces principaux types de réactions sont indiqués avec leurs propres caractéristiques. Les descriptions détaillées sur chaque type de réaction seront présentées par la suite dans les paragraphes suivants.

Tableau 1. 1. Récapitulatif des principales réactions se produisant dans un réacteur nucléaire.

Type de réaction		Formule de réaction	Formation du noyau composé	Réaction à seuil
Diffusion	Diffusion élastique potentielle	$n + A \Rightarrow A + n$	Non	Non
	Diffusion élastique résonante	$n + A \Rightarrow A + n$	Oui	Non
	Diffusion inélastique résonante	$n + A \Rightarrow A^* + n ;$ $A^* \Rightarrow A + \gamma$	Oui	Oui
	Diffusion de multiplication	$n + A \Rightarrow (A - X) + Xn$	Oui	Oui

Fission		$n + A \Rightarrow FP_1 + FP_2 + \nu n$	Oui	Seuls les nombres impairs de neutrons dans le spectre thermique
Capture	Capture radiative	$n + A \Rightarrow (A+1) + \gamma$	Oui	Non
	Réaction d'éjection d'une particule chargée	$n + A \Rightarrow B / C + p / \alpha$	Oui	Oui

1.1.1.1. La Diffusion des Neutrons

La réaction de diffusion des neutrons se produit lorsqu'un noyau, après avoir été heurté par un neutron, émet un seul neutron. Malgré le fait que les neutrons initial et final n'ont pas besoin d'être (et ne sont souvent pas) identiques, l'effet net de la réaction est comme si le neutron projectile rebondit seulement sur un noyau. Elle est d'une importance fondamentale pour les considérations de criticité parce que le mécanisme principal par lequel les neutrons de haute énergie produits par le processus de fission peuvent être ralentis est la collision avec les noyaux des matériaux présents dans un réacteur, comme il est indiqué dans le tableau précédent. Deux types de réactions de diffusion sont présentés ici :

- **Dans une réaction de diffusion élastique(n, n)**, il n'y a aucun changement de la structure interne du noyau cible en raison de la collision. La quantité de mouvement et l'énergie cinétique du système neutron-noyau sont conservées dans ce processus. Ce processus de diffusion peut avoir lieu avec ou sans formation d'un noyau composé. La diffusion élastique sans formation d'un noyau composé est appelée la diffusion élastique potentielle, et peut avoir lieu quelle que soit l'énergie du neutron. C'est le type le plus simple d'interactions dans lequel le neutron incident est juste dévié de sa trajectoire initiale. La diffusion élastique impliquant la formation d'un noyau composé peut avoir lieu seulement lorsque l'énergie du neutron incident est de nature à produire une résonance avec l'un des niveaux intrinsèques du noyau composé ; ce processus est donc connu sous le nom de diffusion élastique résonante.
- **Dans une réaction de diffusion inélastique résonante(n, n')**, le neutron incident est absorbé par le noyau cible pour former un noyau composé. Le noyau composé réémettra ensuite très rapidement un neutron de plus faible énergie cinétique laissant le noyau résiduel dans un état excité. Le noyau résiduel retourne à l'état fondamental par l'émission

d'un ou de plusieurs gammas. Dans une réaction de diffusion inélastique, l'énergie cinétique n'est pas conservée. En effet, une partie de l'énergie cinétique du neutron incident est conservée par le noyau sous forme d'énergie d'excitation. La diffusion inélastique est donc une réaction à seuil, c'est-à-dire le neutron incident doit avoir une énergie cinétique suffisante pour exciter le noyau au moins jusqu'au premier niveau.

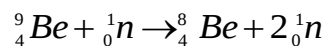
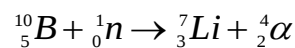
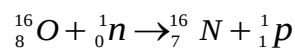
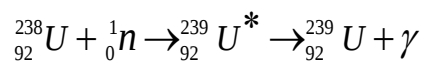
1.1.1.2. La Capture des Neutrons

Une autre interaction possible de neutron avec la matière est le soi-disant processus de capture où le noyau concerné et le neutron capturé forment un noyau composé, qui est généralement dans un état excité de sorte qu'il puisse :

- Changer en son état stable après l'émission des rayonnements gammas (réaction (n, γ)). Il est le mode le plus commun parce qu'il n'y a aucun seuil de réaction ;
- Devenir instable et émettre un électron (désintégration β^-), un proton (réaction (n, p)) ou une particule alpha (réaction (n, α)).

Occasionnellement, deux neutrons ou plus peuvent être émis lorsqu'un noyau est frappé par un neutron de haute énergie (réactions $((n, 2n)$ ou $(n, 3n)$).

Quelques exemples de ce type de réactions seront indiqués ci-dessous.



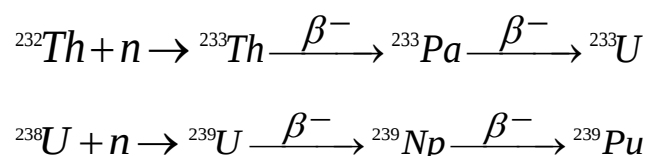
La résonance existe également dans l'interaction de capture comme pour la réaction de diffusion. À l'énergie faible, les pics de résonance sont distinguables. Le domaine de résonances non résolues débute généralement de plusieurs keV pour les noyaux lourds. Il se transforme toujours en région continuum à la fin.

1.1.1.3. La Fission Nucléaire Induite par les Neutrons

La fission nucléaire des noyaux lourds a été découverte en 1938 par Otto Hahn, Fritz Strassmann et Lise Meitner. Elle est la principale source de neutrons dans les réacteurs nucléaires. Elle se réfère à un processus dans lequel un noyau lourd se scinde en deux fragments plus légers, l'émission des neutrons et d'autres particules ($\gamma, \beta, \bar{\nu}$). Il existe deux types de fission

considérés ici : la fission spontanée et la fission induite par le neutron. La différence entre les deux réactions est que pour quelques noyaux, une quantité d'énergie doit être ajoutée pour amorcer le processus de déformation du noyau. Cela est illustré dans la **Figure 1.1**. Dans le modèle de goutte liquide, l'addition entre le terme d'énergie de surface et le terme d'énergie de coulomb donne une courbe de changement de masse versus la déformation du noyau composé. Elle indique une pointe au début de la déformation qui représente une barrière de fission.

La hauteur de la barrière de fission varie légèrement selon les différents noyaux. La formule de Seaborg prouve que la barrière pour les noyaux ayant le nombre de neutrons N pairs et le nombre de protons Z pairs est la plus faible. L'énergie requise pour surmonter la barrière de fission vient de l'énergie de liaison du neutron absorbé ainsi que de son énergie cinétique. Parfois, l'énergie de liaison est suffisamment élevée pour couvrir la barrière de fission, par exemple, dans le cas de l' $^{235}_{92}\text{U}$. Autrement, une certaine énergie cinétique est nécessaire pour que le neutron incident induit la réaction de fission, par exemple, dans le cas de l' $^{238}_{92}\text{U}$. La propriété mise en valeur par les deux cas différents se nomme l'effet de parité. Cela signifie que si le noyau composé ayant Z pairs et N pairs est formé, son énergie de liaison est beaucoup plus élevée que celui ayant Z pairs et N impairs. Les isotopes qui subissent la fission après l'absorption des neutrons thermiques, sont désignés comme les nucléides fissiles. Les nucléides tels que ^{232}Th , ^{238}U , ^{240}Pu ...etc. qui peuvent être fissionnés par de tels neutrons rapides sont qualifiés de fissibles. Bien que les nucléides fissibles jouent un rôle important en tant que combustibles nucléaires, ils ne peuvent pas entretenir eux-mêmes une réaction en chaîne de fission stable et par conséquent doivent toujours être employés en combinaison avec des nucléides fissiles. Les exemples les plus importants de matières fissiles sont les isotopes ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu . De ces derniers, seulement ^{235}U (0.72% d'abondance isotopique dans l'uranium naturel) existe comme une ressource naturelle et les autres sont artificiellement produits dans des réacteurs nucléaires par la conversion des nucléides fertiles : ^{232}Th à ^{233}U et ^{238}U à ^{239}Pu (et ^{241}Pu). Les processus typiques de production de noyau fissile après la capture de neutrons par les espèces fertiles sont :



L'énergie totale libérée au cours d'une réaction de fission est d'environ 200 MeV. Une partie importante de l'énergie totale est emportée par les deux fragments et finalement déposée dans

la composition de combustible. Environ 3% de l'énergie est transférée à l'énergie cinétique des neutrons prompts et 0.004% pour les neutrons retardés. Le reste de l'énergie est réparti entre les émissions « γ », les émissions « β » et les émissions « neutrino ». Il y a environ 7 MeV a disparu avec γ retardés et environ 7 MeV avec β retardés. Les deux derniers constituent la puissance résiduelle après l'arrêt d'un réacteur. La **Figure 1.2** représente les différents rayonnements issus au cours de la fission.

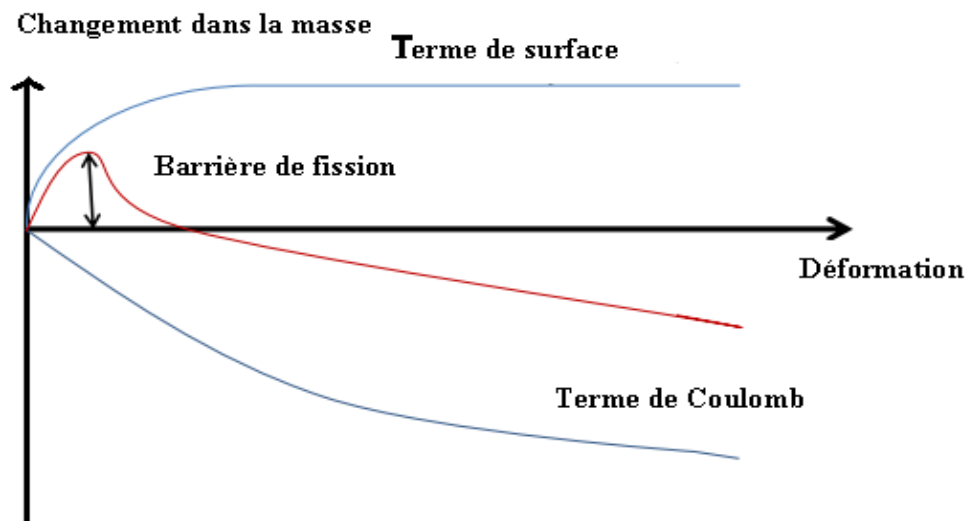


Figure 1.1. Illustration de la barrière de fission.

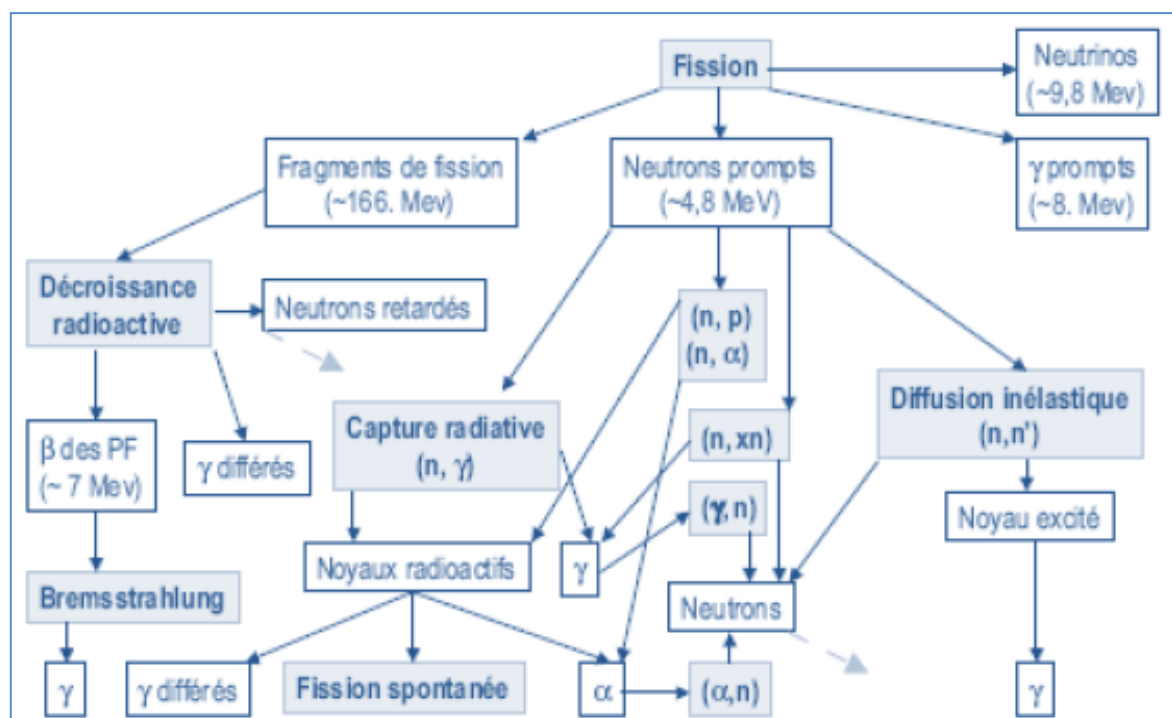


Figure 1.2. Récapitulatif des différents rayonnements issus au cours de la fission.

1.1.2. Sections Efficaces de Réaction

Les neutrons pendant leurs durées de vie interagissent avec les matériaux environnants de nombreuses différentes manières, comme indiqué précédemment. Les sections efficaces microscopiques représentent la probabilité des différentes réactions possibles entre le neutron et un noyau d'atome et sont mesurées en barns ($1b = 10^{-24} \text{cm}^2 = 10^{-28} \text{m}^2$). Elle représente intuitivement la surface cible effective d'un noyau cible unique avec lequel le neutron interagira. En revanche, la section efficace macroscopique (Σ , en unité de m^{-1}) représente la surface cible effective de tous les noyaux contenus dans un volume de matériau. Plus la surface est grande, plus la probabilité de la réaction se produisant est élevée. Les sections efficaces microscopiques dépendent de la nature des noyaux cibles, de la température du milieu et de l'énergie du neutron incident.

Pour définir de façon opérationnelle cette quantité, considérant une cible mince de surface S et d'épaisseur X contenant $N \left(\text{n}/\text{m}^3 \right)$ noyaux par unité de volume, placée devant un faisceau de neutrons uniforme et monodirectionnel d'intensité $I \left(\text{n}/\text{m}^2 \cdot \text{s} \right)$ frappant perpendiculairement la surface de cette cible, comme indiqué à la **Figure 1.3**. Alors le nombre de fois R que les neutrons incidents interagissent avec les noyaux dans la cible par unité de temps est proportionnel à S , I , N et X , comme suit :

$$R = \sigma \cdot I \cdot N \cdot S \cdot X \quad (1.1)$$

Où le coefficient de proportionnalité σ est appelé la section efficace microscopique que l'on donne par :

$$\sigma = \frac{R}{I \cdot N \cdot S \cdot X} \quad (1.2)$$

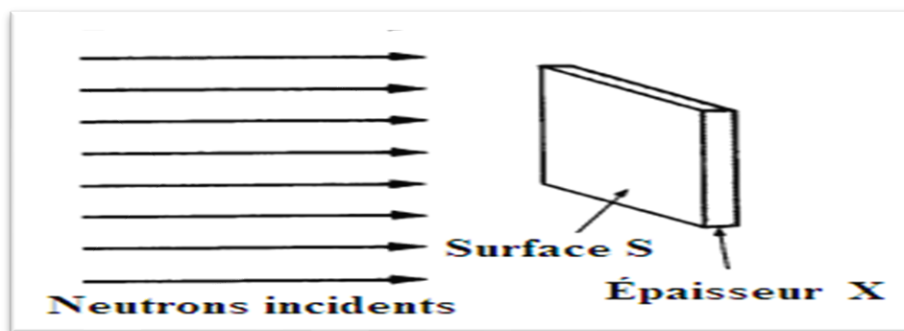


Figure 1.3. Neutrons incidents sur une cible.

Les sections efficaces principales concernant un cœur de réacteur nucléaire sont :

- Sections efficaces microscopiques de diffusion σ_s , soit élastique σ_e soit inélastique σ_{in} ;
- Sections efficaces microscopiques d'absorption σ_a , soit capture radiative σ_γ soit fission σ_f soit réaction (n, α) σ_α soit réaction (n, p) σ_p etc.

Un diagramme schématique de la hiérarchie de sections efficaces microscopiques avec leur notation conventionnelle est représenté sur la **Figure 1.4**. La section efficace microscopique totale σ_t d'interaction d'un neutron sur un noyau est obtenue en faisant la somme des sections efficaces pour toutes les interactions possibles (sections efficaces partielles) :

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a \quad (1.3)$$

Avec :

$$\sigma_s = \sigma_e + \sigma_{in} \quad (1.4)$$

$$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f + \sigma_\alpha + \sigma_p + \dots \quad (1.5)$$

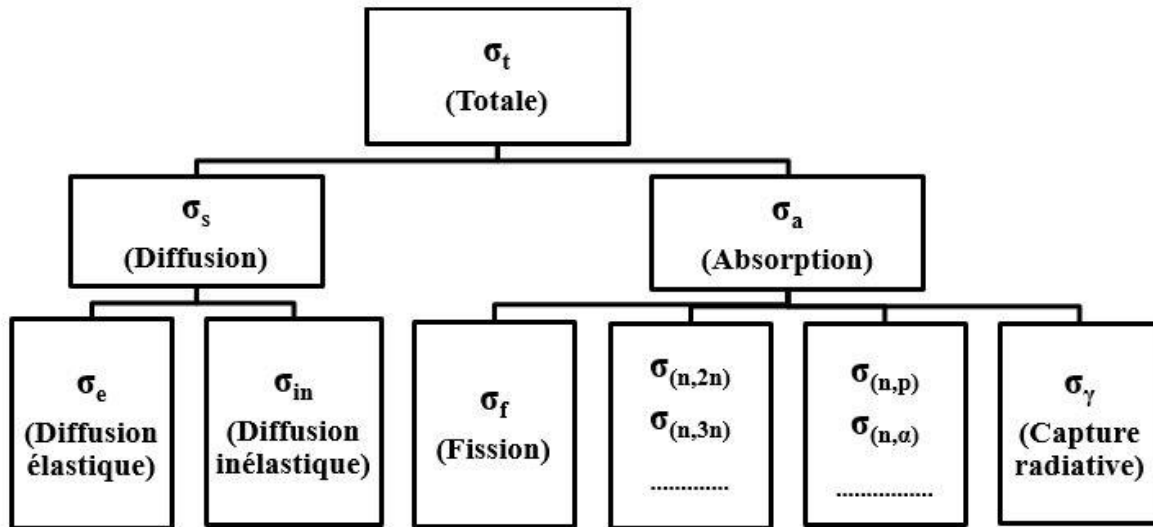


Figure 1.4. Récapitulatif des sections efficaces de neutrons.

Nous définissons formellement la section efficace macroscopique de réaction j pour un isotope i avec la densité volumique de noyaux N_i :

$$\Sigma_{i,j} = N_i \cdot \sigma_{i,j} \quad (1.6)$$

Pour un matériau composé de différents isotopes, la section efficace macroscopique résultante :

$$\Sigma_{matériau,j} = \sum_i N_i \cdot \sigma_{i,j} \quad (1.7)$$

Pour indiquer la dépendance explicite de la section efficace macroscopique de la direction du neutron incident $\vec{\Omega}$, de son énergie E , de la position $\vec{r}$ et du temps t , on écrit une grandeur $\Sigma(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$.

Puisque les milieux composant le réacteur nucléaire sont isotropes, la probabilité d'interaction neutron-matériau ne dépend pas de la direction du neutron incident. De plus, les variations des sections efficaces dans le temps sont très lentes devant le temps de vie des neutrons dans un cœur de réacteur. Autrement dit, les sections efficaces macroscopiques sont indépendantes de la direction du neutron incident et du temps $\Sigma(\vec{r}, E)$.

1.1.3. Le Spectre des Neutrons

Selon le processus de naissance des neutrons, les neutrons émis après une fission sont classifiés en deux familles : neutrons prompts ($\sim 10^{-17} s$) et neutrons retardés (environ $1s \rightarrow 1min$). Le nombre de neutrons prompts émis varie de 2 à 7. Leur distribution de l'énergie appelée également spectre de fission prompt est habituellement modélisée comme Watt-spectre. Au contraire, le spectre de fission pour les neutrons retardés est presque constant sauf dans le domaine de haute énergie (~ 4 MeV). L'énergie moyenne de neutron prompt par fission est d'environ 2 MeV, alors que pour les neutrons retardés, l'énergie moyenne par fission est d'environ 400 keV. Bien qu'il y ait une faible proportion des neutrons retardés, ils contribuent à augmenter effectivement la durée de vie moyenne des neutrons émis. Ce dernier rend un réacteur de fission contrôlable.

Le ralentissement des neutrons de hautes énergies auxquelles ils sont typiquement émis aux énergies plus basses où la fission est plus probable peut être vu comme source des neutrons à différentes énergies. Ce phénomène donne lieu au spectre des neutrons de la **Figure 1.5** pour les REP. Pendant le processus de ralentissement les neutrons ont des fortes probabilités d'être absorbés aux énergies intermédiaires dues aux résonances de capture.

La pointe à des hautes énergies est les neutrons émis par fission et suit la distribution de Maxwell de l'équation 1.8 avec T de l'ordre de 1.33 MeV pour l'uranium-235. La pointe à des basses énergies correspond aux neutrons ralentis également appelés thermalisés et est habituellement décrite par la distribution de Maxwell de l'agitation thermique.

$$\chi(E)dE = \frac{2\pi}{(\pi T)^{\frac{3}{2}}} \sqrt{E} \cdot e^{(-\frac{E}{T})} dE \quad (1.8)$$

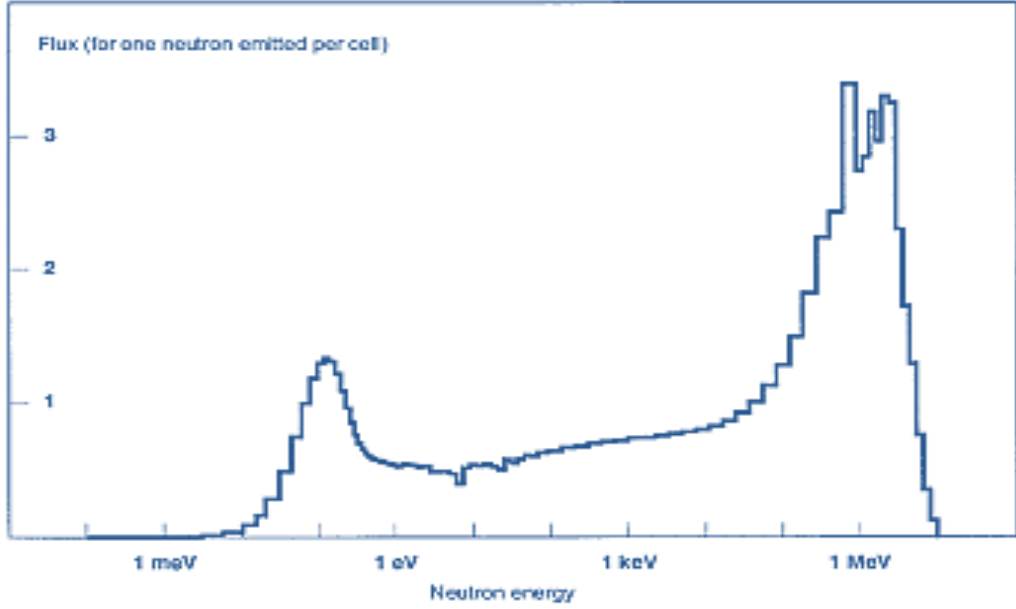


Figure 1.5. Spectre typique des neutrons dans les REP.

1.1.4. Le Flux Neutronique

Pour décrire la répartition de neutrons dans un réacteur nucléaire, on peut utiliser une grandeur physique, appelée la densité angulaire neutronique notée $n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ qui est une fonction de sept variables indépendantes : la position $\vec{r}$ (3 variables : coordonnées spatiales), la direction $\vec{\Omega}$ (2 variables : Colatitude et longitude de $\vec{\Omega}$), l'énergie E (variable énergétique) et le temps t (variable temporelle). Le nombre de neutrons présents à l'instant t dans l'élément de volume d^3r autour du point $\vec{r}$, possédant une énergie comprise entre E et $E + dE$ et se déplaçant dans la direction $\vec{\Omega}$ à l'angle solide $d^2\Omega$ près est alors représenté par $n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)d^3rdEd^2\Omega dt$ (**Figure 1.6**). Dans la physique des réacteurs, la variable d'intérêt pour le neutronicien est le flux de neutrons angulaire qui est défini comme le produit de la densité neutronique angulaire en un point de l'espace des phases $(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ à l'instant t par la vitesse des neutrons :

$$\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = vn(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \quad (1.9)$$

Nous pouvons également définir une variable associée étant le vecteur courant de neutrons :

$$\vec{j}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = v \cdot \vec{\Omega} \cdot n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \vec{\Omega} \cdot \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \quad (1.10)$$

Le flux en phase $\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ fournit le maximum d'information sur la population des neutrons. Dans plusieurs applications, le flux scalaire $\phi(\vec{r}, E, t)$ qui est obtenu en intégrant le flux angulaire sur la variable angulaire $\vec{\Omega}$ est préféré et présenté comme :

$$\phi(\vec{r}, E, t) = \int_{4\pi} \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d^2\Omega \quad (1.11)$$

La variable liée au flux neutronique est le taux d'interaction angulaire R_i qui correspond au nombre d'évènements par unité de volume et de temps. Pour une réaction du type considéré i , on a l'expression suivante :

$$R_i = \Sigma_i(\vec{r}, E, t) v n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \Sigma_i(\vec{r}, E, t) \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \quad (1.12)$$

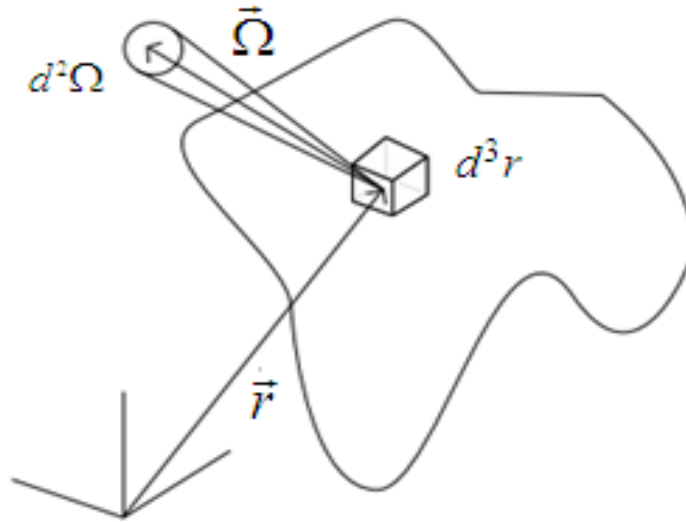


Figure 1.6. Schématisation de l'élément infinitésimal étudié.

1.2. Équation du Transport des Neutrons

1.2.1. Les Formes de l'Équation

Le point de départ pour toutes les formulations et approximations de transport est l'équation de transport de Boltzmann, introduite initialement en 1872 pour l'étude de certains gaz. Ce modèle est la référence pour la modélisation du comportement neutronique des différents types de réacteurs nucléaires peuplés d'un grand nombre de neutrons en connaissant les distributions

dans l'espace des phases et dans le temps de ces particules dans le cœur de chaque type de réacteurs [9, 13, 15-17]. La dérivation de cette équation inclut quelques hypothèses de base :

- La population de neutrons dans le réacteur est suffisamment grande afin de pouvoir définir la densité des neutrons. Dans un réacteur typique, l'ordre de grandeur de la population des neutrons est de $10^8 \text{ neutrons/cm}^3$ satisfaisant à cette hypothèse ;
- Les interactions neutron-neutron sont négligeables en comparaison avec les interactions neutron-matériaux dans le réacteur. La justification a été présentée précédemment. Cette hypothèse mène à la forme linéaire de l'équation de transport. La linéarité est basée sur le fait que la densité des neutrons dans l'équation de Boltzmann est à l'ordre 1 ;
- Les effets relativistes des neutrons sont négligeables. En fait, l'énergie cinétique maximale des neutrons dans un réacteur est d'environ 2 MeV et répond ainsi à cette hypothèse ;
- La désintégration des neutrons en protons ($(n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}_e)$) est négligeable. La période de décroissance de cette réaction est de l'ordre de 10 minutes tandis que la durée de vie moyenne des neutrons dans le réacteur est de $10^{-5} \rightarrow 10^{-3} \text{ s}$ répondant à cette hypothèse ;
- L'effet de gravité est négligé car les trajectoires des particules sont rectilignes.

La forme intégrro-différentielle de cette équation (intégrale pour les variables E et $\vec{\Omega}$, différentielle pour les variables $\vec{r}$ et t) est obtenue en établissant le bilan des arrivés et des départs des neutrons entre les instants t et $t + dt$ dans un volume infinitésimal $D = d^3r dE d^2\Omega$ entourant un point de l'espace des phases $(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$. Le bilan de la variation de la population des neutrons dans cet élément de volume au cours du temps infinitésimal se traduit par :

$$\frac{\partial n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)}{\partial t} = (\text{Taux de Production}) - (\text{Taux de suppression}) - (\text{Taux de Fuite}) \quad (1.13)$$

Où :

➤ Taux de production : trois sources de neutrons sont distinguées :

- La composante $Q_s = \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t) d^2\Omega'$ indique la source de diffusion. Les diffusions font passer les neutrons à une autre énergie et les envoient dans une autre direction. Lors de ces diffusions, les neutrons peuvent entrer dans l'élément de volume considéré D ;

- La composante $Q_f = \frac{\chi(E)}{4\pi} \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} v \cdot \Sigma_f(\vec{r}, E') \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t) d^2\Omega'$ représente la source de neutrons émis par fission dans l'élément de volume D ;
- Le terme $S_{ext}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ représente la source externe des neutrons pour le démarrage d'un réacteur nucléaire. Elle peut être de telles espèces telles que californium-252 (^{252}Cf) ou $\text{Am} - \text{Be}$. Les neutrons proviennent également de fissions spontanées et de réactions telles que (γ, n) , (α, n) , $(n, 2n)$, $(n, 3n)$... etc.

➤ Taux de fuite :

- Le terme $\vec{\Omega} \cdot \nabla \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ représente le terme des disparitions des neutrons par déplacements hors du domaine d'intérêt (fuites).

➤ Taux de removal :

Le terme $\Sigma_t(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ représente les disparitions des neutrons par interactions (les neutrons disparaissent de l'élément de volume D par absorption ou par diffusion).

Σ_s représente la section efficace macroscopique de diffusion, Σ_f la section efficace macroscopique de fission, Σ_t la section efficace totale macroscopique, χ le spectre d'émission de neutrons de fission, v le nombre de neutrons émis par fission. Le terme en $\frac{1}{4\pi}$ indique l'isotropie de la fission.

Avec les hypothèses et définitions précédentes, l'équation du transport intégral-différentielle s'écrit sous la forme :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)}{\partial t} = Q(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) - \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) - \Sigma_t(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \quad (1.14)$$

Avec :

$$Q(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = Q_f + Q_s + S_{ext} \quad (1.15)$$

Si on considère un réacteur en état stationnaire, l'équation 1.14 s'écrit sous la forme :

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) + \Sigma_t(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = Q(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \quad (1.16)$$

Où :

$$\begin{aligned}
Q(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = & \frac{1}{k_{\text{eff}}} \frac{\chi(E)}{4\pi} \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} v \cdot \Sigma_f(\vec{r}, E') \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') d^2\Omega' \\
& + \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') d^2\Omega' \\
& + S_{\text{ext}}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)
\end{aligned} \tag{1.17}$$

Où k_{eff} est le facteur de multiplication effectif du milieu.

Formulation intégrale

L'équation de transport de Boltzmann peut également être écrite sous la forme intégrale qui est équivalente à la forme intégrodifférentielle. La formulation intégrale de l'équation peut soit se faire en manipulant mathématiquement l'équation 1.14, soit être directement établie en se basant sur les considérations physiques.

Le flux au point $\vec{r}$ dans la direction $\vec{\Omega}$ provient des neutrons ayant interagi au point $\vec{r}' = \vec{r} - s\vec{\Omega}$ à l'instant $t - \frac{s}{v}$, qui ont voyagé dans la direction $\vec{\Omega}$, et qui n'ont pas été absorbés le long du parcours sur la trajectoire rectiligne s (**Figure 1.7**). La forme intégrale de l'équation du transport pour le flux angulaire est obtenue en intégrant l'équation 1.14 le long de la ligne caractéristique du mouvement des neutrons :

$$\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \int_0^\infty ds Q\left(\vec{r} - s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}, E, t - \frac{s}{v}\right) e^{-\tau} \tag{1.18}$$

Physiquement, le terme $e^{-\int_0^s \Sigma_t(\vec{r} - s'\vec{\Omega}, E) ds'}$ a la signification de la probabilité que les particules se déplaçant entre $\vec{r}'$ et $\vec{r}$ ne subissent pas une collision. L'intégrale $\tau = \int_0^s \Sigma_t(\vec{r} - s'\vec{\Omega}, E) ds'$ est appelée la longueur du parcours optique, la distance mesurée en termes de libre parcours moyen local. Le terme $Q(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ est la densité d'émission que nous avons précédemment présentée.

Dans le cas particulier où toutes les sources peuvent être considérées comme isotropes, c.-à-d.

$Q(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \frac{q(\vec{r}, E, t)}{4\pi}$, l'équation peut être intégrée sur toutes les directions, menant ainsi à une expression intégrale pour le flux scalaire $\phi(\vec{r}, E, t)$, appelée équation de Peierls :

$$\begin{aligned} \phi(\vec{r}, E, t) = \int_V d^3r' \cdot \frac{e^{-\tau}}{4\pi s^2} \left\{ \chi(E) \int_0^\infty dE' \cdot v \cdot \Sigma_f(\vec{r}', E') \cdot \phi(\vec{r}', E', t - \frac{s}{v}) \right. \\ \left. + \int_0^\infty dE' \Sigma_s(\vec{r}', E' \rightarrow E) \cdot \phi(\vec{r}', E', t - \frac{s}{v}) + S(\vec{r}', E, t - \frac{s}{v}) \right\} \end{aligned} \quad (1.19)$$

Qui dans l'état stationnaire devient :

$$\begin{aligned} \phi(\vec{r}, E) = \int_V d^3r' \cdot \frac{e^{-\tau}}{4\pi s^2} \left\{ \chi(E) \int_0^\infty dE' \cdot v \cdot \Sigma_f(\vec{r}', E') \cdot \phi(\vec{r}', E') \right. \\ \left. + \int_0^\infty dE' \Sigma_s(\vec{r}', E' \rightarrow E) \cdot \phi(\vec{r}', E') + S(\vec{r}', E) \right\} \end{aligned} \quad (1.20)$$

Avec : $d^3r' = s^2 ds d\vec{\Omega}$ est l'élément de volume autour du point $\vec{r}'$.

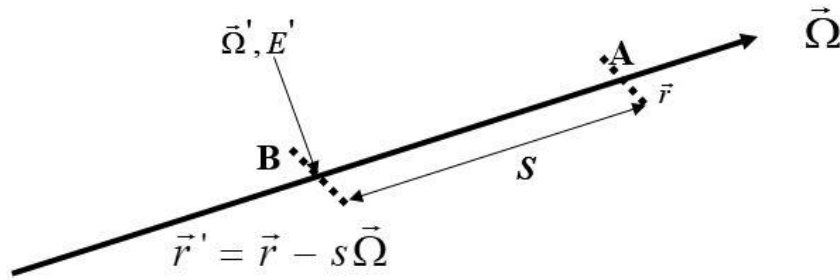


Figure 1.7. Contribution au flux au point $\vec{r}$.

1.2.2. Les Conditions de Frontière

Pour résoudre l'équation du transport des neutrons étant définie sur un système fini de volume V limité par une surface fermée δV , les conditions aux limites, aux interfaces et la condition initiale doivent lui être associées [8, 19]. Nous pouvons les citer ci-dessous.

- Le réacteur nucléaire est constitué, de façon générale, d'un ou plusieurs milieux homogènes. Lors des déplacements des neutrons dans le cœur, ces particules traversent les interfaces. Ce qui nous amène à considérer la continuité du flux neutronique angulaire sur l'interface $\vec{\Gamma}$ entre deux milieux. Cette continuité du flux s'exprime par :

$$\Phi(\vec{r}_{\Gamma-}, \vec{\Omega}, E, t) = \Phi(\vec{r}_{\Gamma+}, \vec{\Omega}, E, t) \quad (1.21)$$

Où $\vec{r}_{\Gamma-}$ et $\vec{r}_{\Gamma+}$ sont les deux côtés d'une même interface Γ .

- La condition initiale qui est utilisée pour spécifier la distribution des neutrons à l'instant origine est donnée comme suit :

$$\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t = 0) = \Phi_0(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \quad (1.22)$$

- L'extérieur avec lequel le système est en contact est considéré comme le vide. Cela nous permet de dire que le flux entrant de neutrons est égal à zéro, c'est-à-dire aucun neutron ne rentre dans le système de l'extérieur. Cette condition à la limite s'exprime mathématiquement par :

$$\Phi(\vec{r}_{\delta V}, \vec{\Omega}, E, t) = 0 \text{ pour } \vec{r}_{\delta V} \in \delta V \text{ et } \vec{n} \cdot \vec{\Omega} < 0 \quad (1.23)$$

Où $\vec{n}$ est le vecteur unitaire normal à la surface δV au point $\vec{r}_{\delta V}$ et orienté vers l'extérieur.

- La connaissance de l'albédo du réflecteur nous permet d'exprimer la condition à la limite. Le flux sortant connu est lié au flux entrant par la condition de type Robin suivant :

$$\Phi(\vec{r}_{\delta V}, \vec{\Omega}, E, t) = \beta \Phi(\vec{r}_{\delta V}, \vec{\Omega}', E, t) \text{ pour } \vec{n} \cdot \vec{\Omega} < 0 \quad (1.24)$$

Avec $\vec{\Omega}'$ est la direction du neutron sortant.

Si $\beta = 0$, aucun neutron sortant n'est injecté dans le milieu considéré, la modélisation du comportement neutronique se fait donc à la frontière de vide. Si $\beta = 1$, le neutron est renvoyé vers l'intérieur ; la réflexion spéculaire satisfait la contrainte supplémentaire $\vec{n} \cdot \vec{\Omega} = -\vec{n} \cdot \vec{\Omega}'$ et $(\vec{\Omega} \times \vec{\Omega}') \cdot \vec{n} = 0$, c'est le cas où le flux sortant est égal au flux rentrant. Les deux conditions de frontière vide et réflective sont presque les seules conditions de frontière utilisées dans l'analyse de réacteur.

- La condition de frontière de réflexion blanche est un cas particulier de la condition de l'albédo où tous les neutrons qui atteignent la surface sont renvoyés vers l'intérieur avec une distribution angulaire isotrope. Cette condition s'écrit sous la forme :

$$\Phi(\vec{r}_s, \vec{\Omega}, E) = \frac{\beta}{\pi} \int_{\vec{\Omega}' \cdot \vec{n}_s > 0} d^2\Omega' [\vec{\Omega}' \cdot \vec{n}_s] \Phi(\vec{r}_s, \vec{\Omega}', E) \text{ pour } \vec{n}_s \cdot \vec{\Omega} < 0 \quad (1.25)$$

- Le neutron arrivant à une frontière subit une translation à la frontière parallèle dans un réseau périodique. Si $\Delta\vec{r}$ est le pas du réseau, la condition de périodicité est donnée par :

$$\Phi(\vec{r}_{\delta V}, \vec{\Omega}, E, t) = \Phi(\vec{r}_{\delta V} + \Delta\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \quad (1.26)$$

1.3. Ralentissement des Neutrons

Les neutrons entraînant la fission nucléaire ont une énergie beaucoup plus faible que le niveau d'énergie auquel ils étaient libérés lors de ce phénomène dans des réacteurs thermiques. Pour ces catégories de réacteurs, trois types de spectre sont adoptés : composante thermique (spectre de Maxwell), composante intermédiaire de ralentissement (proportionnelle à la léthargie), composante rapide (spectre de Watt). Les matériaux spécifiques doivent être inclus dans la conception de ce type de réacteur pour réduire de façon efficace le niveau d'énergie des neutrons [3, 20-21]. Ce ralentissement permet aux neutrons de mieux interagir avec les noyaux fissiles. Cependant, le ralentissement doit être évité dans un réacteur rapide.

En pratique, les neutrons de fission naissent à une énergie moyenne de l'ordre de 2 MeV et commencent immédiatement à se ralentir à la suite de nombreuses diffusions successives élastiques ou inélastiques avec les divers noyaux cibles jusqu'à ce qu'ils atteignent le domaine thermique. Les neutrons dont les énergies ont été réduites à des valeurs inférieures à 1 eV sont dits thermiques. Ce processus s'appelle la thermalisation des neutrons, le ralentissement des neutrons ou la modération des neutrons, qui est une condition essentielle pour que la réaction en chaîne soit entretenue. La remontée des neutrons thermiques (Upscattering) ne peut se produire que dans le domaine thermique. Elle décrit le fait qu'un neutron qui a été ralenti en dessous de l'énergie d'agitation thermique peut regagner un peu d'énergie tout en rencontrant un nucléide. Ce phénomène se limite aux énergies thermiques : il ne peut pas ramener un neutron aux plus hautes énergies. La collision inélastique est le mécanisme de ralentissement prépondérant lorsque les neutrons sont rapides et les noyaux sont lourds tandis que la collision élastique est le mécanisme prépondérant lorsque les noyaux sont légers et représente le seul mécanisme possible lorsque l'énergie du neutron est inférieure au premier seuil d'excitation des noyaux de matériaux présents dans un réacteur. Ce dernier avantage a amené les concepteurs des premiers réacteurs à utiliser des matériaux légers afin d'améliorer l'économie neutronique. Le ralentissement des neutrons avec aussi peu de collisions que possible est désirable afin de réduire la quantité de fuite de neutrons du cœur et de réduire également le nombre d'absorptions résonnantes dans les matériaux non-combustibles.

Dans le cadre des réacteurs à neutrons thermiques, le ralentisseur doit avoir les propriétés nucléaires suivantes :

- La plus grande section efficace de diffusion ;
- La plus faible section efficace d'absorption ;
- La plus grande perte d'énergie par collisions.

Pour étudier le ralentissement, le logarithme de l'énergie cinétique des neutrons est utilisé de préférence. Cette variable appelée léthargie est définie par :

$$u = \ln \frac{E_0}{E} \quad (1.27)$$

Où E_0 est une énergie de référence

Une meilleure mesure de la capacité d'un matériau à ralentir les neutrons est le pouvoir de ralentissement macroscopique (PRM). Ce paramètre est le produit du décrément logarithmique d'énergie par la section efficace macroscopique de diffusion. Il est calculé par l'équation suivante :

$$PRM = \zeta \cdot \Sigma_s \quad (1.28)$$

Le symbole ζ désigne le décrément logarithmique moyen d'énergie. Il est donc défini comme la diminution moyenne par collision du logarithme de l'énergie du neutron. Cette quantité est donnée par :

$$\zeta = \ln E_i - \ln E_f = \ln \left(\frac{E_i}{E_f} \right) \quad (1.29)$$

Où E_i et E_f sont respectivement les énergies moyennes initiale et finale du neutron.

On exprime également, dans le cas où la diffusion est purement élastique et isotrope dans le système du centre de masse, le gain moyen de léthargie en fonction de la masse A :

$$\zeta = 1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \ln(\alpha) \quad (1.30)$$

Avec $\alpha = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}$, A est le rapport entre la masse du noyau ralentisseur et celle du neutron.

Puisque le paramètre ζ représente la perte logarithmique moyenne d'énergie par collision, Le nombre de collisions (n) nécessaires pour ralentir un neutron d'une énergie $E_{\text{élevée}}$ à une énergie E_{basse} peut être calculé comme suit :

$$n = \frac{\ln E_{\text{élevée}} - \ln E_{\text{basse}}}{\zeta} = \frac{1}{\zeta} \ln \left(\frac{E_{\text{élevée}}}{E_{\text{basse}}} \right) \quad (1.31)$$

Le pouvoir de ralentissement macroscopique montre comment un neutron rapide se ralentira dans le matériau en question, mais il n'explique pas complètement la qualité du matériau comme modérateur. Un élément tel que le bore, par exemple, a un décrément logarithmique élevé et un bon pouvoir de ralentissement, mais il est un médiocre modérateur en raison de sa forte probabilité d'absorption des neutrons. Le **Tableau 1.2** donne les caractéristiques de modération de quelques matériaux. La mesure la plus complète de la qualité d'un modérateur est le rapport de modération (RM). Il est défini comme le rapport entre le pouvoir de ralentissement macroscopique et la section efficace macroscopique d'absorption. Plus le rapport de modération est élevé, plus le matériau apparaît comme le meilleur modérateur. Il est calculé à l'aide de la relation ci-dessous :

$$RM = \zeta \left(\frac{\Sigma_s}{\Sigma_a} \right) \quad (1.32)$$

Tableau 1. 2. Propriétés de modération de quelques matériaux.

Matériau	ζ	n	PRM	RM
H ₂ O	0.927	19	1.425	62
D ₂ O	0.510	35	0.177	4830
Béryllium	0.207	86	0.154	126
Bore	0.171	105	0.092	0.00086
Carbone	0.158	114	0.083	216

Un autre concept utile pour traiter les neutrons est le courant de ralentissement noté $q(u)$. Cette équation caractérise les neutrons sautant par-dessus par diffusion la léthargie u :

$$q(u) = \int_0^u du' \int_u^\infty du'' \Sigma_s(u' \rightarrow u'') \phi(u') \quad (1.33)$$

Pour évaluer le ralentissement des neutrons sans absorption, sans prise en compte de la résonance des noyaux et dans le milieu homogène, la valeur asymptotique du flux est utilisée :

$$\phi(u) \approx \frac{q(u)}{\zeta \cdot \Sigma_s(u)} \quad (1.34)$$

Les codes de Monte Carlo (MCNP5) ont été utilisés pour simuler la physique du processus de ralentissement.

1.4. Dépendance Énergétique des Sections Efficaces et Autoprotection des Résonances

Le noyau composé formé par le neutron incident ne peut pas avoir une teneur en énergie arbitraire mais seulement des états d'énergie bien définis. Pour ce noyau, Les pics de la section efficace sont typiques. Chaque pic présente un état particulier du noyau composé. Ces états s'appellent généralement les niveaux ou les résonances quasi-stationnaires définis par la durée de vie de l'état excité correspondant du noyau composé [18, 22-26]. Les régions d'énergie du noyau de l' $^{238}_{92}\text{U}$ sont indiquées à la **Figure 1.8**. Quatre différentes zones d'énergie caractérisant les sections efficaces de réaction du noyau composé peuvent être distinguées :

- La région des énergies thermiques s'étend d'une fraction de l'eV jusqu'au MeV. Dans cette région, les sections efficaces de neutrons sont lisses et leur comportement suit une forme décroissante $1/\sqrt{E}$ (ou $\frac{1}{v}$) où v est la vitesse du neutron.
- La région des résonances résolues située aux plus basses énergies incidentes y compris les régions thermiques et épithermiques, s'étend jusqu'à quelques keV pour les noyaux lourds, et quelques MeV pour les noyaux plus légers. Les résonances apparaissent bien séparées et leur forme est entièrement observable (grands pics aux variations de la vallée). L'espacement entre les résonances est d'environ quelques eV pour les noyaux lourds et quelques ou des dizaines de keV pour les noyaux plus légers ou magiques. Chaque résonance représente un état excité dans le noyau composé formé par le neutron incident.
- La région des résonances non résolues avec l'augmentation de l'énergie, l'espacement entre les résonances diminue. En raison du chevauchement important de niveau à un certain stade et aussi en raison de la résolution expérimentale dégradante et de l'élargissement Doppler les résonances ne seront plus résolues.
- La région du continuum où le recouvrement des résonances fournit une variation lente des sections efficaces.

Les frontières entre les différentes régions, thermiques, résonances résolues, résonances non résolues, et continuum, sont différentes pour chaque noyau et dépendent de la densité de niveau du noyau composé.

Selon la zone énergétique, les résonances sont décrites en utilisant de nombreux modèles physiques :

- Dans la région des résonances résolues avec la théorie de la matrice-R et ses différentes approximations telles que :
 - L'approximation de Breit and Wigner single level (SLBW) ;
 - L'approximation de Breit and Wigner multi-level (MLBW) ;
 - L'approximation de Reich–Moore.
- Dans la zone du continuum avec le modèle optique.

Dans la zone des résonances, la section efficace évolue rapidement en fonction de l'énergie. Plus la valeur de la section efficace à une énergie donnée est grande, plus la valeur du flux à la même énergie chute de manière presque inversement proportionnelle : c'est le phénomène d'autoprotection des résonances, illustré à la **Figure 1.8**. Il contribue à la stabilité du réacteur. On distingue deux types d'autoprotection.

Dans chaque réacteur nucléaire, il y a un spectre, présenté en haut, en énergie des neutrons caractéristique qui, dans le cas des réacteurs thermiques, couvre également la région des résonances des divers matériaux (^{238}U est d'importance capitale dans ce phénomène). Le voisinage de la résonance provoque une augmentation de la probabilité d'absorption de neutrons, lorsqu'un neutron a une énergie proche de la résonance. Il en résulte une réduction de l'absorption efficace par noyau en raison de la dépression du flux dépendant de l'énergie $\phi(E)$ proche de la résonance en comparaison avec le flux plat. À une énergie juste en dessous de la résonance, où la section efficace absorption $\sigma_a(E)$ devient à nouveau faible, le flux de neutrons atteint presque la même valeur qui est juste en dessus de la résonance. Cette réduction du flux de neutrons dépendant d'énergie proche de l'énergie de résonance est appelée l'autoprotection énergétique.

L'autoprotection spatiale est un phénomène principalement lié à l'hétérogénéité du cœur de réacteur. Les réacteurs à neutrons thermiques ont une distribution hautement non-uniforme du flux de neutrons dans les cellules du réseau parce que le flux de neutrons thermiques augmente dans la région du modérateur ou chute fortement dans le combustible et dans l'absorbeur de neutrons.

Le traitement d'autoprotection des résonances est l'une des procédures les plus dominantes de simulation numérique pour la physique des réacteurs car il fournit des sections efficaces effectives pour l'ensemble du processus. Toutefois, à cause de la forte fluctuation des sections efficaces de résonance et de l'effet d'interférence de résonance, la manipulation de l'effet d'autoprotection des résonances avec précision et efficacité devient très difficile à réaliser, surtout dans des conditions comme le burnup ou les compositions compliquées de matériaux de combustible. Avec le développement de la technologie de calcul, l'application de l'approche déterministe pour décrire les phénomènes physiques dans un réacteur devient la plus courante. Il existe deux familles de méthodes déterministes permettant d'effectuer le calcul d'autoprotection : la théorie de l'équivalence et la méthode des sous-groupes. Ces méthodes ont été adoptées dans les principaux codes de physique de réseaux tels que WIMS, CASMO, APOLLO et DRADON...etc. Ici, le calcul d'autoprotection est réalisé par le module SHI du modèle DRAGON V5.

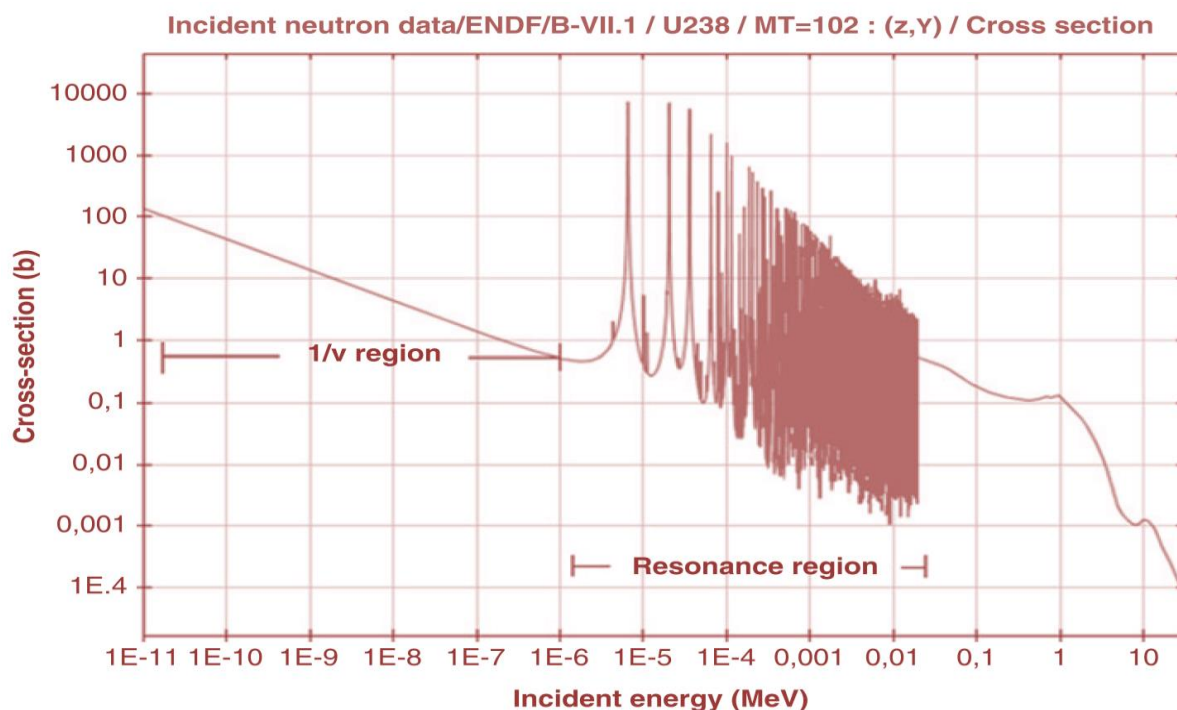
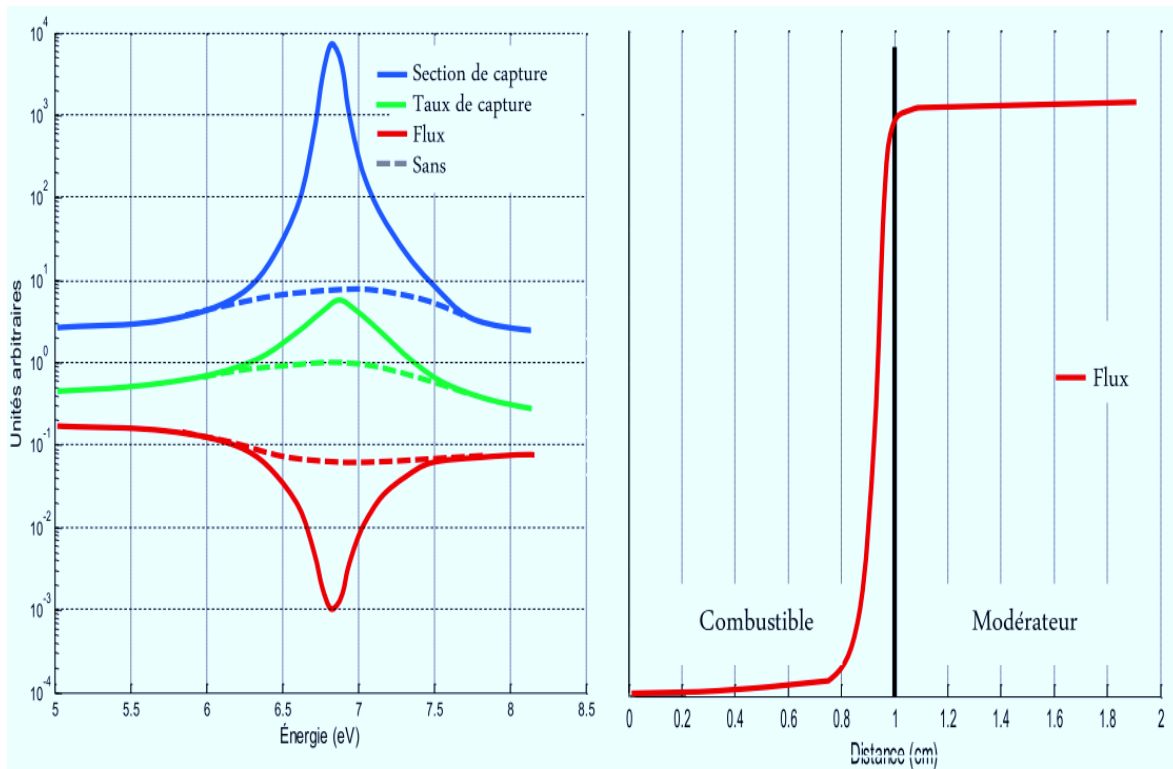


Figure 1.8. Zone des résonances du noyau d' $^{238}_{92}\text{U}$.



Autoprotection énergétique

Autoprotection spatiale

Figure 1.9. Le phénomène d'autoprotection.

1.5. Conclusion

Les processus physiques fondamentaux sous-tendant le transport des neutrons ainsi que les équations mathématiques décrivant ces processus pour les calculs des paramètres neutroniques du cœur de réacteur nucléaire ont été discutés dans ce chapitre. Ces équations de transport des neutrons sont difficiles et coûteuses à simuler en raison, en partie, de la haute dimensionnalité de l'espace des phases. Deux importantes catégories de méthodes numériques étant les méthodes déterministes et les méthodes stochastiques dites de Monte Carlo sont considérées comme techniques de résolution de ces équations de transport et seront décrites dans le chapitre suivant.

1.6. Références

- [1] Ramamoorthy Karthikeyan, Development and Validation of Burnup Dependent Computational Schemes for the Analysis of Assemblies with Advanced Lattice Codes. PhD thesis, École Polytechnique de Montréal, 2006.
- [2] Amir Zacarias Mesquita, Nuclear Reactors. IntechOpen, 2012.

- [3] Bahman Zohuri, Neutronic Analysis for Nuclear Reactor Systems. Springer, 1st ed. 2017 edition, 2016, p. 38-40, 59-61, 411-420.
- [4] U.S. Department of Energy, Doe Fundamentals Handbook Nuclear Physics and Reactor Theory - Volume 1 of 2. www.lulu.com, 2013, p.43-45.
- [5] Gregory Delipei, Development of an Uncertainty Quantification Methodology for Multi-Physics Best Estimate Analysis and Application to the Rod Ejection Accident in a Pressurized Water Reactor. PhD thesis, University of Paris-Saclay, 2019.
- [6] Descotes Vincent Michel, Reactor Physics of a DEEP-Burner Prismatic Core for VHTR. Maîtrise ès Sciences Appliquées, Université de Montréal, 2011.
- [7] Li Cai, Condensation and Homogenization of Cross Sections for the Deterministic Transport Codes with Monte Carlo Method: Application to the GEN IV Fast Neutron Reactors. PhD thesis, University of Paris-Sud, 2014.
- [8] James J. Duderstadt and Louis J. Hamilton, Nuclear Reactor Analysis. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1976, p. 54-55, 107-109.
- [9] Serge Marguet, the Physics of Nuclear Reactors. Springer, 2017.
- [10] John R. Lamarsh, Introduction to Nuclear Reactor Theory. Addison-Wesley Publishing Company, 1966, p. 17-19.
- [11] Van Minh Bui, La Décroissance Bêta des Produits de Fission pour la Non-Prolifération et la Puissance Résiduelle des Réacteurs Nucléaires. Thèse de doctorat, École des Mines de Nantes, 2012.
- [12] Arthur Peron, Contribution à l'Amélioration des Méthodes d'Évaluation de l'Échauffement Nucléaire dans les Réacteurs Nucléaires à l'aide du Code Monte-Carlo TRIPOLI-4®. Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI, 2014.
- [13] Yican Wu, Fusion Neutronics. Springer, 1st ed. 2017 edition, 2017, p. 21-30.
- [14] George I. Bell and Samuel Glasstone, Nuclear Reactor Theory. Van Nostrand Reinhold Inc., New York, 1970, p. 3-6.
- [15] Günter Kessler, Sustainable and Safe Nuclear Fission Energy. Springer, 2012, p. 25-36.
- [16] Paul Ros, Conception Neutronique de Configurations Expérimentales à Forte Adaptation Spectrale en Réacteur de Puissance Nulle pour des Applications Multi-filières Gen-II, III & IV. Thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes, 2017.

- [17] CEA, La neutronique, Le Moniteur, 2013.
- [18] Yoshiaki Oka, Takashi Kiguchi, Nuclear Reactor Design. An Advanced Course in Nuclear Engineering, Springer, 2014 edition, 2014, p. 49, 57.
- [19] A. Barbarino, Numerical Methods for Neutron Transport Calculations of Nuclear Reactors. PhD thesis, Politecnico Di Torino Scuola Di Dottorato, 2014.
- [20] Paul Reuss, Précis de neutronique. Collection Génie Atomique, EDP Sciences, 2003, p. 196-198.
- [21] Tatjana Jevremovic, Nuclear Principles in Engineering. Springer US, 2005.
- [22] Iulia Companis, Development of an Experimental Set-up for the Measurement of the Neutron-Induced Fission and Capture Cross Section of ^{233}U in the Resonance Region. PhD thesis, Université Bordeaux, 2013.
- [23] Dan Gabriel Cacuci, Handbook of Nuclear Engineering. Springer US, 2010.
- [24] Song Li, Zhijian Zhang, Qian Zhang and Qiang Zhao, Improvements of Subgroup Method Based on Fine Group Slowing-down Calculation for Resonance Self-shielding Treatment. ScienceDirect, Annals of Nuclear Energy, 2020.
- [25] Daniele Sciannandrone, Acceleration and Higher Order Schemes of a Characteristic Solver for the Solution of the Neutron Transport Equation in 3D Axial Geometries. PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI, 2015.
- [26] Benguedouar Tarek, Étude du Couplage entre les Codes TRIPOLI ET DRAGON. PhD thesis, École Polytechnique de Montréal, 2015.

Chapitre 2
Méthodes de Solution et Codes de Simulation
Neutronique

Ce deuxième chapitre a pour but de décrire le champ du calcul de la physique des réacteurs nucléaires qui peut être divisé en trois classes de méthodes numériques : transport déterministe, Monte Carlo, et diffusion. Les deux premières se réfèrent aux méthodes qui résolvent l'équation de Boltzmann pour les flux neutroniques angulaires.

2.1. Méthodes de Résolution de l'Équation du Transport

2.1.1. Présentation Générale

Les formes de l'équation de transport des neutrons ont été exposées au chapitre précédent. Cependant, Le véritable défi est comment les résoudre puisque le flux neutronique est lié de façon compliquée à quatre éléments différents, à savoir la variable d'énergie E , la variable angulaire $\vec{\Omega}$, la variable spatiale $\vec{r}$ et la variable temporelle t . En général, les solutions analytiques ne sont guère disponibles pour ni l'une ni l'autre forme de l'équation du transport. C'est pourquoi beaucoup d'efforts sont payés par les neutroniciens dans l'élaboration des méthodes numériques. Le Schéma 2.1 suivant récapitule les méthodes numériques existantes qui sont capables de résoudre l'équation du transport des neutrons [7, 17].

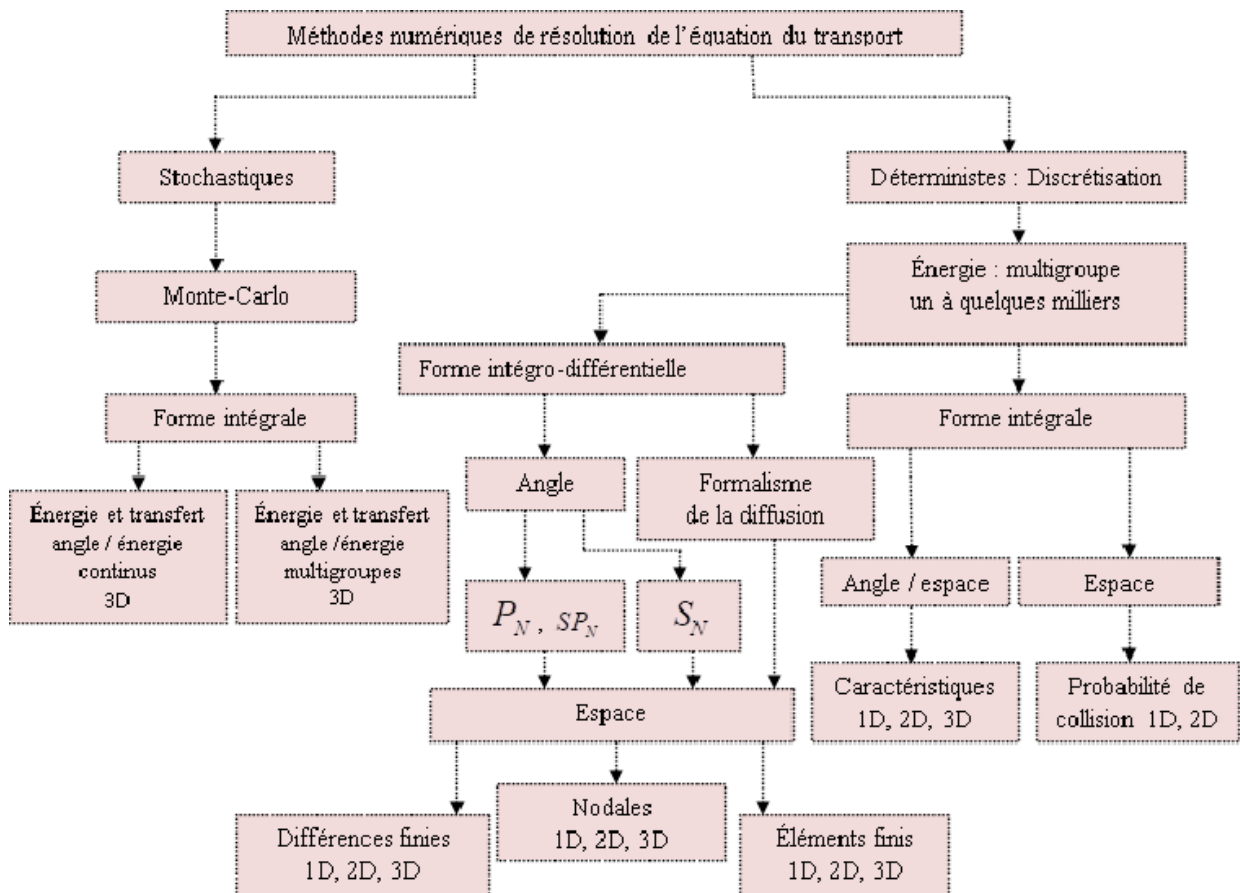


Figure 2.1. Présentation des différentes méthodes numériques de résolution de l'équation du transport des neutrons.

La **Figure 2.1** montre clairement que deux branches différentes permettent d'accéder à une estimation de la solution de l'équation du transport : les approches déterministes et stochastiques. Même si elles n'aboutissent pas à la même formule mathématique, la même justification physique est commune à deux chemins. Pour la méthode déterministe, elle est principalement utilisée pour traiter l'équation intégral-différentielle. L'idée principale de la méthode déterministe est basée sur la discrétisation successive des 3 variables de l'espace des phases : l'énergie, l'angle et l'espace. Par exemple, la discrétisation spatiale est réalisée en utilisant les différences finies ou les méthodes nodales ou les éléments finis. Puis, la discrétisation de la variable angulaire est traitée en suivant plusieurs stratégies telles que la méthode des harmoniques sphériques (P_N) ou la méthode P_N simplifiée (SP_N) ou la méthode des ordonnées discrètes (S_N). Quelques exceptions pourraient être trouvées dans la famille déterministe. La forme intégrale d'équation du transport est traitée par certaines méthodes, telles que la méthode des caractéristiques (MOC) ou les probabilités de collision (CP).

D'autre part, c'est la méthode stochastique qui marche de manière équivalente avec l'équation du transport intégrale. Comparée à l'approche déterministe mentionnée ci-dessus, la méthode de Monte Carlo possède l'avantage d'utiliser des sections efficaces d'énergie continue et des données exactes d'anisotropie comme bibliothèque d'entrée. Deuxièmement, la méthode de Monte Carlo consiste à simuler chaque trajectoire de neutron aussi étroite que possible. Cela réduit de manière primordiale les approximations exploitées dans les solveurs déterministes. Il convient de noter que la méthode de Monte Carlo pourrait également utiliser la bibliothèque de données multigroupes pour effectuer un calcul du cœur nucléaire.

Ces deux catégories de méthodes sont complémentaires : l'approche stochastique est coûteuse en temps de calcul mais fournit des résultats sans discrétisation quelle que soit la complexité de géométrie considérée. Elle permet donc de fournir des résultats de référence aux méthodes déterministes, ces dernières étant généralement plus rapides mais ont l'adaptabilité faible aux géométries complexes en raison des approximations utilisées. Les deux méthodes seront présentées après la discussion des données nucléaires.

2.1.2. Fichiers de Données Nucléaires

La simulation du comportement neutronique d'un réacteur nucléaire nécessite la connaissance précise des taux de réactions, principalement la diffusion élastique et inélastique, la fission, la capture radiative et les autres captures de neutrons, des rendements des produits de fission, des distributions énergétiques et angulaires des neutrons produits, des données de décroissance des

noyaux radioactifs, etc. Les énergies de neutrons dans un réacteur s'étendent de 0.01 eV à quelques MeV [23, 27].

Les codes employés pour la simulation de la neutronique d'un cœur de réacteur sont alimentés par les bibliothèques de données décrivant des réactions induites par des neutrons de 10 μ eV à 20 MeV. La méthode déterministe et l'approche de Monte Carlo n'utilisent pas les bases de données de la même manière. Les deux méthodes exigent, cependant, un nombre énorme de données afin d'effectuer des calculs précis. Les bibliothèques neutroniques fournissent des valeurs évaluées des sections efficaces à une température donnée. Il y a deux formes différentes de bibliothèques des constantes des réacteurs ; une forme d'énergie continue et une forme d'énergie multigroupe. La première est utilisée dans les codes de Monte Carlo (MCNP) et la dernière dans les codes de conceptions nucléaires.

Il existe des modèles nucléaires capables de prédire avec précision les sections efficaces de neutrons dans la gamme d'énergie couverte par la physique des réacteurs. Ainsi, la majorité des données disponibles dans les bibliothèques neutroniques sont évaluées à partir des mesures expérimentales. Les différents effets doivent être pris en compte, par exemple le bruit de fond, les impuretés contenues dans l'échantillon, effet Doppler, réaction négative de température, etc. En général, l'évaluation des données neutroniques exige les différents types de mesures, qui ne correspondent pas nécessairement à la même gamme d'énergie. Ainsi, l'étape de compilation est nécessaire afin de combiner les différents types de toutes les données expérimentales, et de produire une liste des paramètres évalués des sections efficaces. Cette étape très importante consiste à doter les données d'un modèle nucléaire. Les données principales (les sections efficaces microscopiques) pour les calculs d'un réacteur nucléaire sont enregistrées dans les fichiers représentatifs de données nucléaires évaluées tels que JEFF (L'Europe), ENDF-B (Les Etats-Unis), JENDL (Le Japon), BROND (La Russie) ou CENDL (La Chine) qui comportent les sections efficaces uniquement déterminées dans la gamme complète d'énergie de neutrons sur la base des paramètres théoriquement calculés et /ou fragmentairement mesurés. Une série de traitements est nécessaire pour les convertir en format de sections efficaces d'énergie continue qui est utilisable par les codes de la physique des réacteurs. Un système de traitement de données très largement employé est nommé NJOY qui est utilisé et développé au Laboratoire National de Los Alamos (Etats-Unis). Les sections efficaces sont données pour toutes les réactions nucléaires possibles de plus de 400 nuclides. Ces bibliothèques ont été continûment mises à jour et améliorées.

2.1.3. Méthodes Déterministes

Comme nous l'avons dit précédemment, l'approche déterministe consiste à discrétiser l'espace des phases des équations. Les mailles discrétisées combinées nécessaires pour l'espace (volume du cœur), l'angle solide (sphère de la surface 4π), l'énergie (0.01eV – 20MeV) et le temps sont plus de 10^{16} mailles. Les ressources de calcul actuellement disponibles ne sont pas suffisantes pour traiter cette taille de discrétisation. À ce but le neutronicien a recours à des simplifications et des découplages spécifiques propres au type de technologie étudiée. La sélection de ces simplifications et découplages s'appelle alors schéma de calcul. Le calcul déterministe d'un réacteur nucléaire en trois étapes présentées dans la **Figure 2.2** est adopté. Avant de détailler les méthodes de discrétisation sélectionnées de l'espace des phases nous décrirons les généraux aspects de ces différentes étapes [5, 28].

Dans la première étape, les sections efficaces microscopiques sont condensées ponctuellement en continu à une maille discrète d'énergie multigroupe (environ 172 groupes d'énergie) s'appuyant sur le spectre typique de neutrons.

Dans la deuxième étape, les soi-disant calculs de réseau, on l'appelle aussi calculs d'assemblage, sont effectués. Ils sont habituellement les calculs d'assemblage horizontal à 2D sur la maille énergétique discrétisée. Ces calculs sont effectués pour chaque assemblage du cœur avec une hypothèse du milieu infini et un ajustement de fuite. Le résultat des calculs est les sections efficaces condensées en énergie et homogénéisées en espace qui conservent les taux de réaction. Il est important de noter que pendant ce processus l'autoprotection est effectuée afin de tenir compte de la réduction du flux dans les pics de résonances des sections efficaces qui réduiront les taux de réaction aussi bien. Cette étape est exécutée pour les différents états isotopiques du cœur résultant de la solution des équations d'évolution et pour les diverses conditions du cœur (la température de combustible, la température de modérateur, etc.). Le résultat typique de la deuxième étape est des sections efficaces macroscopiques multigroupes de quelques groupes d'énergie pour chaque assemblage sous une forme de tabulation multiparamétrique.

La troisième étape consiste en un calcul de cœur complet à 3D où chaque assemblage est homogénéisé et représenté par sa section efficace macroscopique. L'équation du transport ou une approximation qui sera résolue (par exemple équation de diffusion). Ce schéma de calculs possède quelques limitations provenant principalement de l'hypothèse du milieu infini dans la deuxième étape et des différents solveurs approximatifs de l'équation de transport à 3D dans la troisième étape.

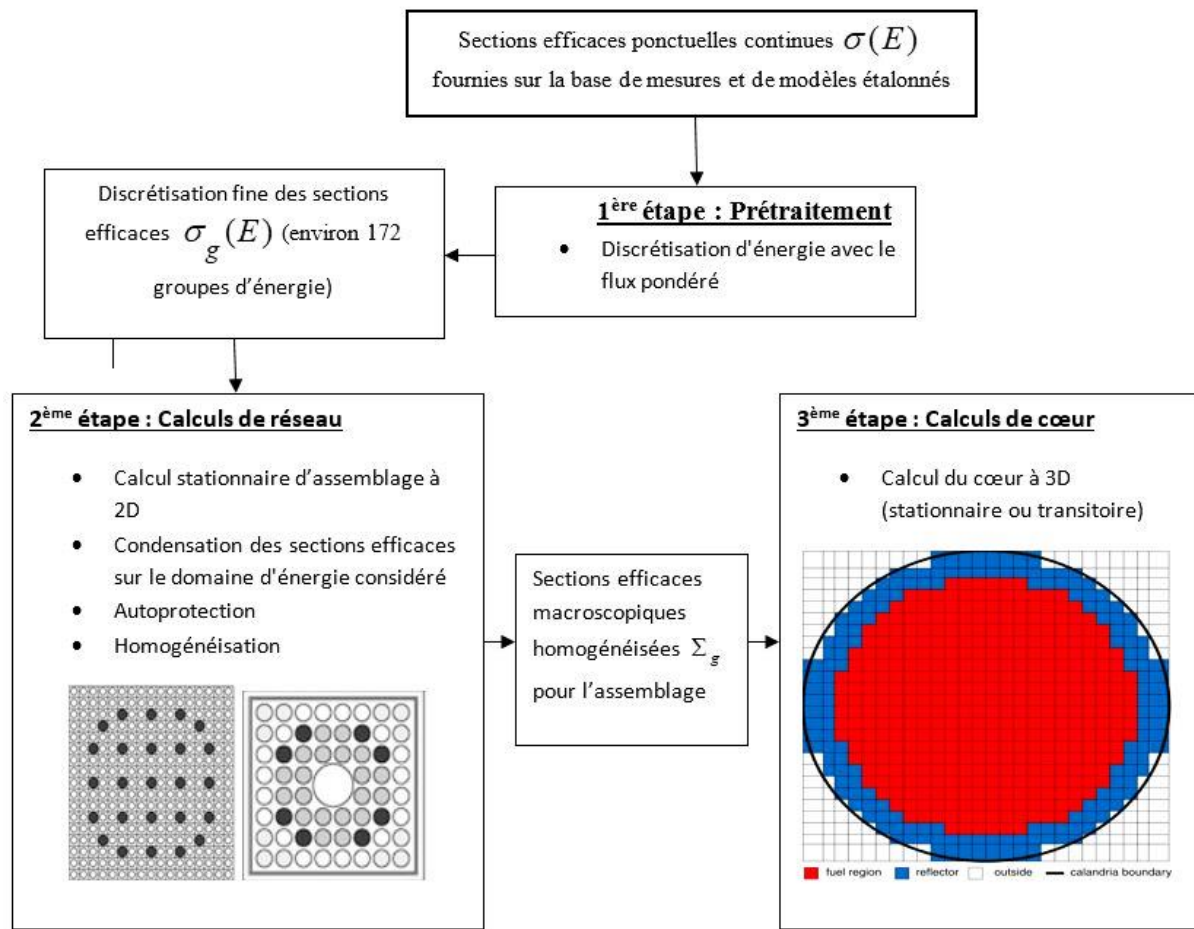


Figure 2.2. Les étapes fondamentales du calcul neutronique via les codes déterministes.

Dans ces deux dernières étapes, le neutronicien développe les solveurs numériques, les modèles, les discrétisations spatiale et énergétique nécessaires à la résolution avec une erreur admissible de l'équation de transport. Les solveurs et les méthodes associées sont détaillés ci-dessous.

2.1.3.1. Approximation de Diffusion

L'équation de Boltzmann est trop complexe à résoudre analytiquement. Elle est donc souvent simplifiée et mise sous la forme de l'équation de la diffusion. Cette forme de l'équation est utilisée dans la plupart des calculs de cœur, par exemple code DONJON. Le principal atout de l'approximation de la diffusion est que la variable angulaire $\vec{\Omega}$ est éliminée, c'est-à-dire les sources introduites dans l'équation peuvent être choisies comme isotropes [29-30]. Cette supposition mène à écrire :

$$\vec{J}(\vec{r}, E, t) = \int_{\Omega} \vec{\Omega} \cdot \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d\Omega \quad (2.1)$$

$$\phi(\vec{r}, E, t) = \int_{\Omega} \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) d\Omega \quad (2.2)$$

En outre, certaines conditions doivent être vérifiées telles que la faible section efficace d'absorption par rapport à la section efficace de diffusion, peu d'hétérogénéités géométriques, éloignement des sources intenses et éloignement des interfaces. Ces hypothèses consistent à introduire la loi de Fick ($\vec{J} = -\overrightarrow{D \text{ grad} \phi}$) :

$$\vec{J}(\vec{r}, E, t) = -D(\vec{r}, E) \vec{\nabla} \cdot \phi(\vec{r}, E, t) \quad (2.3)$$

Où le coefficient de proportionnalité $D(\vec{r}, E)$ est le coefficient de diffusion donné par : $D(\vec{r}, E) = \frac{1}{3\Sigma_{tr}(\vec{r}, E)}$ en première approximation avec Σ_{tr} est la section efficace de transport.

L'équation de transport des neutrons selon ces hypothèses se simplifie à l'équation suivante à laquelle satisfait le flux scalaire :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\vec{r}, E, t)}{\partial t} - \vec{\nabla} D(\vec{r}, E) \cdot \vec{\nabla} \phi(\vec{r}, E, t) + \Sigma_t(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E, t) = q(\vec{r}, E, t) \quad (2.4)$$

Où :

$$\begin{aligned} q(\vec{r}, E, t) = & \int \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E) \phi(\vec{r}, E', t) dE' \\ & + \chi(\vec{r}, E) \int v \cdot \Sigma_f(\vec{r}, E') \phi(\vec{r}, E', t) dE' + S(\vec{r}, E, t) \end{aligned} \quad (2.5)$$

Si on considère que le flux est indépendant du temps, l'équation de la diffusion 2.4 se simplifie sous la forme :

$$-\vec{\nabla} D(\vec{r}, E) \cdot \vec{\nabla} \phi(\vec{r}, E) + \Sigma_t(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E) = q(\vec{r}, E) \quad (2.6)$$

2.1.3.2. Technique Multigroupe

Il est utile de présenter la forme multigroupe de l'équation du transport puisque dans tous les calculs déterministes les sections efficaces sont dans un format multigroupe. En effet, l'une des différences fondamentales entre les simulations Monte Carlo et les simulations déterministes

demeure dans le traitement de la variable d'énergie E . En simulations stochastiques, cette dernière est usuellement continue. Les simulations déterministes reposent sur la subdivision de la gamme énergétique continue des neutrons $[0, E_0]$ en G groupes d'énergie dans lesquels les neutrons seront considérés comme monocinétiques de telle manière que les groupes de plus haute énergie sont en premiers c'est-à-dire $E_G < \dots < E_g < E_{g-1} < \dots < E_0$ comme indiqué sur la **Figure 2.3** avec E_0 est une énergie de référence. Par conséquent, le transport neutronique est remplacé par un ensemble d'équations en fonction de chaque groupe g de l'énergie des neutrons. Ainsi, le flux angulaire de tous les neutrons dont les énergies sont comprises entre E_g et E_{g-1} avec $g \in [1, G]$ est représenté par :

$$\Phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_{E_g}^{E_{g-1}} \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) dE \quad (2.7)$$

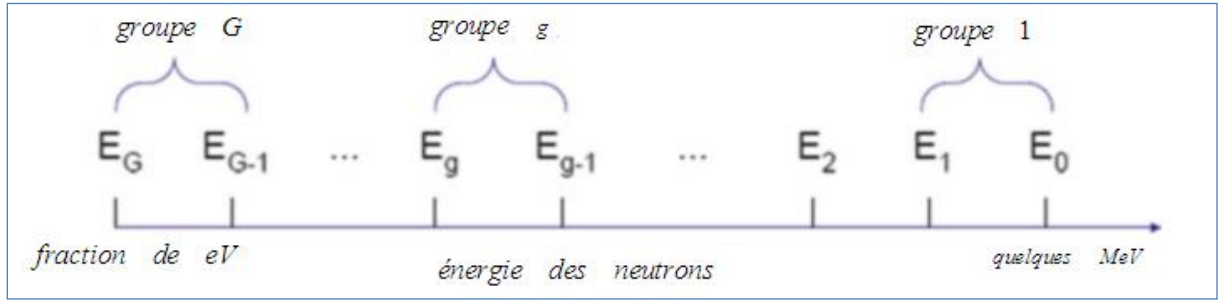


Figure 2.3. Schéma de numérotation du groupe d'énergie des neutrons.

Cette quantité constitue la fonction inconnue du problème multigroupe. Les équations régissant l'échange des particules entre les groupes d'énergie sont obtenues par l'équivalence concernant l'équation de transport des neutrons à énergie continue. Dans la pratique, ceci s'effectue en définissant les sections efficaces multigroupes qui préservent le taux de réaction sur le groupe d'énergie. Elles sont formellement définies par :

$$\Sigma_{t,g}(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} \Sigma_t(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) dE}{\Phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega})} \quad (2.8)$$

$$\Sigma_{s,g' \rightarrow g}(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \int_{E_{g'}}^{E_{g'-1}} \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') dE'}{\Phi_{g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}')} \quad (2.9)$$

$$\chi v \Sigma_{f,g'}(\vec{r}) = \frac{\int_{E_{g'}}^{E_{g'-1}} dE' \int_{E_g}^{E_{g-1}} \chi v \Sigma_f(\vec{r}, E') \phi(\vec{r}, E') dE}{\phi_{g'}(\vec{r})} \quad (2.10)$$

Il résulte de ces notions que les sections efficaces formellement équivalentes de transfert et totale multigroupes dépendent également de la variable angulaire, qui est non désirée parce qu'elle augmente la complexité du traitement des sections efficaces, et augmente également la mémoire nécessaire à leur stockage. Cette dépendance angulaire n'apparaît pas dans la section efficace macroscopique de fission multigroupe puisque le taux de réaction de fission est une quantité isotrope et est naturellement pondéré par le flux scalaire. La même propriété s'applique à la composante isotrope de la diffusion si nous supposons l'expansion de Legendre. On peut voir aussi que le concept des sections efficaces équivalentes exige la connaissance du flux à l'intérieur du groupe d'énergie, qui est malheureusement la fonction inconnue que nous devons calculer. Cependant, le flux de groupe dans les équations (2.8) et (2.9) agit comme la fonction du poids, qui implique que pour une maille d'énergie suffisamment fine il peut être remplacé par une approximation d'ordre inférieur sans entraîner des erreurs importantes. L'équivalence multigroupe est habituellement effectuée en utilisant un flux scalaire de référence comme fonction de pondération. Si nous parvenons à un accord sur la base de ces hypothèses, la version multigroupe de l'équation de transport des neutrons s'écrit :

$$\begin{aligned} & (\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} + \Sigma_{t,g}(\vec{r})) \Phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \\ &= \sum_{g'} \int_{4\pi} \Sigma_{s,g' \rightarrow g}(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \Phi_{g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}') d^2\Omega' \\ &+ \frac{1}{k_{\text{eff}}} \sum_{g'} \frac{\chi_g(\vec{r}) v \Sigma_{f,g'}(\vec{r})}{4\pi} \phi_{g'}(\vec{r}) \end{aligned} \quad (2.11)$$

On peut voir de cette équation que le flux dans chaque groupe d'énergie est couplé aux flux d'autres groupes par les opérateurs de transfert et de fission, alors que l'opérateur de transport dépend seulement du groupe considéré (c.-à-d., l'opérateur de transport multigroupe est diagonal). Le couplage entre les équations peut être étudié à partir des matrices de transfert et de fission. La matrice de fission constitue un couplage fort entre les groupes thermiques et rapides puisque les neutrons de fission sont émis dans les groupes rapides tandis que les réactions de fission peuvent se produire dans le spectre d'énergies complet. Concernant la matrice de transfert, les réactions impliquent un neutron de la force importante d'énergie cinétique, le neutron à ralentir, tandis qu'un gain dans l'énergie est improbable. Il s'ensuit que

pour les groupes d'énergie rapides la matrice est triangulaire inférieure. Le bloc triangulaire est cependant progressivement détruit pour des valeurs décroissantes d'énergie. Ceci se produit parce qu'aux basses énergies les neutrons forment un équilibre avec la zone environnante, et ils peuvent aussi bien perdre ou gagner de l'énergie après une réaction de diffusion. La probabilité pour que le neutron gagne de l'énergie en général appelée la probabilité de la remontée des neutrons thermiques (upscattering) [3, 25, 31-32].

Dans la plupart des codes déterministes, la forme intégrale de l'équation de transport est utilisée pour obtenir une solution approximative de la distribution du flux des neutrons. L'équation de transport est écrite sous la forme intégrale à partir de la forme caractéristique.

$$\Sigma_g(\vec{r} + s\vec{\Omega})\Phi_g(\vec{r} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) + \frac{d}{ds}\Phi_g(\vec{r} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) = Q_g(\vec{r} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) \quad (2.12)$$

Où s est la distance parcourue par un neutron le long de sa ligne caractéristique de direction $\vec{\Omega}$ à partir de la position initiale de référence $\vec{r}$. En introduisant un facteur d'intégration $e^{-\tau_g(s)}$ dans l'équation 2.12.

Où τ est le parcours optique de neutron défini comme : $\tau_g(s) = \int_0^s \Sigma_g(\vec{r} - s'\vec{\Omega})ds'$

Et en intégrant sur s , la forme intégrale de l'équation de transport dans le milieu infini s'écrit :

$$\Phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_0^\infty e^{-\tau_g(s)} Q_g(\vec{r} - s\vec{\Omega}, \vec{\Omega})ds \quad (2.13)$$

Pour réduire davantage, nous considérons uniquement l'équation stationnaire de diffusion multigroupe ci-dessous :

$$-\vec{\nabla} \cdot (D_g(\vec{r})\vec{\nabla}\phi_g(\vec{r})) + \Sigma_{r,g}(\vec{r})\phi_g(\vec{r}) = q_g(\vec{r}) \quad (2.14)$$

Avec :

- Le terme $q_g(\vec{r})$ est la source de neutrons
- Le terme $\Sigma_{r,g}(\vec{r}) = \Sigma_{t,g}(\vec{r}) - \Sigma_{sg \rightarrow g}(\vec{r}) = \Sigma_{a,g}(\vec{r}) + \sum_{g' \neq g} \Sigma_{g' \rightarrow g}(\vec{r})$ est la section efficace de removal.

2.1.3.3. Méthode des Probabilités de Collision (CPM)

La méthode des probabilités de collision est la méthode la plus ancienne de résolution de la forme intégrale de l'équation de transport. Elle a été largement employée dans les calculs de réseau, mais elle est très coûteuse en temps de calcul [4, 33].

Dans cette méthode, les sources des neutrons sont supposées être isotropes. En intégrant l'équation (2.13) sur l'angle solide $d^2\Omega$, le flux intégré peut être donné par :

$$\phi_g(\vec{r}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \Phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} d^2\Omega \int_0^\infty ds e^{-\tau_g(s)} Q_g(\vec{r} - s\vec{\Omega}) \quad (2.15)$$

En introduisant le changement de la variable $\vec{r}' = \vec{r} - s\vec{\Omega}$ avec $s = |\vec{r} - \vec{r}'|$ et $d^3r' = s^2 d^2\Omega ds$, le flux intégré est donc le suivant :

$$\phi_g(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} d^3r' \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} Q_g(\vec{r}') \quad (2.16)$$

Cette forme de l'équation de transport est généralement employée pour représenter un réseau à l'infini de cellules identiques (ou unitaires) ou d'assemblages se répétant par conditions de frontière de symétrie ou de périodicité. Chacune de ces cellules est discrétisée en petits volumes élémentaires V_i . Dans chacun de ces volumes, les sections efficaces des neutrons sont supposées être uniformes (cette hypothèse exige une discrétisation fine de la géométrie). Le symbole V_i^∞ représente l'ensemble des volumes V_i pour le réseau infini. L'équation (2.16) étant multipliée par la section efficace macroscopique totale $\Sigma_g(\vec{r})$ et intégrée sur chaque volume V_i s'écrit :

$$\int_{V_i} d^3r \Sigma_g(\vec{r}) \phi_g(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{V_i} d^3r \Sigma_g(\vec{r}) \sum_j \int_{V_j^\infty} d^3r' Q_{j,g}(\vec{r}') \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} \quad (2.17)$$

Avec :

$$\begin{aligned} Q_{j,g} &= Q_{j,g}(\vec{r}') \\ &= \sum_{h=1}^G \Sigma_{s,0,g \leftarrow h,j}(\vec{r}') \phi_{h,j}(\vec{r}') \\ &\quad + \frac{1}{k_{\text{eff}}} \sum_{n=1}^{N_{\text{fiss}}} \chi_{n,g,j} \sum_{h=1}^G v \Sigma_{f,n,h,j}(\vec{r}') \phi_{h,j}(\vec{r}') \end{aligned} \quad (2.18)$$

Et $\Sigma_{s,0,g \leftarrow h,j}(\vec{r'})$ est le premier ordre de développement de la section efficace de diffusion en polynôme de Legendre.

L'équation (2.17) se ramène à la forme simplifiée :

$$\phi_{i,g} V_i \Sigma_{ig} = \sum_j Q_{j,g} V_j P_{ji,g} \quad (2.19)$$

Où :

$$\phi_{i,g} = \frac{1}{V_i} \int_{V_i} d^3r \phi_g(\vec{r}) \quad (2.20)$$

est le flux neutronique moyen dans le volume V_i ,

$$\Sigma_{x,i,g} = \frac{1}{V_i \phi_{i,g}} \int_{V_i} d^3r \Sigma_{x,g}(\vec{r}) \phi_g(\vec{r}) \quad (2.21)$$

est la section efficace macroscopique de neutrons pour la réaction de type x dans le volume V_i et :

$$P_{ji,g} = \frac{1}{4\pi V_j} \int_{V_j^\infty} d^3r' \int_{V_i} d^3r \Sigma_g(\vec{r}) \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} \quad (2.22)$$

est la probabilité qu'un neutron né uniformément dans un volume V_j subisse sa première collision dans le volume V_i . En supposant que les sections efficaces macroscopiques sont constantes dans les volumes V_i , les probabilités réduites de collision $p_{ji,g}$ sont définies comme :

$$p_{ji,g} = \frac{P_{ji,g}}{\Sigma_{i,g}} = \frac{1}{4\pi V_j} \int_{V_j^\infty} d^3r' \int_{V_i} d^3r \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} \quad (2.23)$$

D'autres propriétés intéressantes des probabilités de collision sont les propriétés de réciprocity et de conservation, qui peuvent respectivement s'écrire comme :

$$p_{ji,g} V_j = p_{ij,g} V_i \quad (2.24)$$

$$\sum_j p_{ij,g} \Sigma_{j,g} = 1 \quad (2.25)$$

En utilisant ces propriétés, (2.19) peut être encore simplifiée à :

$$\phi_{i,g} = \sum_j Q_{j,g} p_{ij,g} \quad (2.26)$$

Le code DRAGON permet d'utiliser différentes options (ASM et FLU) pour le calcul des probabilités de collision selon le degré de précision souhaité. Le calcul des probabilités de collision p_{ij} implique le tracking de géométrie pour déterminer les lignes d'intégration le long d'un certain nombre de trajectoires des neutrons. En utilisant les lignes d'intégration et les sections efficaces totales des neutrons, les chemins optiques des neutrons sont calculés et l'intégration de l'équation (2.22) est numériquement effectuée pour chaque groupe d'énergie. On peut ainsi ramener les expressions utilisées pour le calcul des probabilités de collision pour les géométries à 2D et à 3D sous les formes suivantes :

- Pour une géométrie à deux dimensions :

$$p_{ij} = \frac{1}{2\pi V_i^{2D} \Sigma_i \Sigma_j} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{h \in V_i} dh \left[Ki_3 \left(\tau_{i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}} \right) - Ki_3 \left(\tau_{i-\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}} \right) \right. \\ \left. - Ki_3 \left(\tau_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}} \right) + Ki_3 \left(\tau_{i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}} \right) \right] \quad (2.27)$$

Où Ki_n est la fonction de Bickley-Nayler définie par :

$$Ki_n(x) = \int_0^1 e^{\left(\frac{-x}{\sqrt{1-u^2}}\right)} (1-u^2)^{\frac{n-1}{2}} du \quad (2.28)$$

- Pour une géométrie à trois dimensions :

$$p_{ij} = \frac{1}{2\pi V_i^{3D} \Sigma_i \Sigma_j} \int_0^{4\pi} d^2\Omega \int_{x \in V_i} dx \int_{y \in V_i} dy \left[1 - e^{-\tau_{i-\frac{1}{2}, i+\frac{1}{2}}} \right] e^{-\tau_{i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}}} \left[1 \right. \\ \left. - e^{-\tau_{j-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}}} \right] \quad (2.29)$$

Avec les notations $\tau_{i\pm\frac{1}{2}, j\pm\frac{1}{2}}$ et $\tau_{i\pm\frac{1}{2}, i\pm\frac{1}{2}}$ expriment les chemins optiques et les indices $i \pm \frac{1}{2}$ correspondent respectivement à l'indice de la surface d'entrée (-) et la surface de sortie (+) de la région i .

2.1.3.4. Méthode des Caractéristiques (MOC)

La méthode des caractéristiques compte parmi les méthodes fructueuses pour résoudre l'équation de transport des neutrons. Elle se sert de la solution de l'équation de transport des neutrons le long des lignes caractéristiques pour calculer la variation angulaire et spatiale du flux angulaire dans la géométrie du problème. La MOC a été initialement proposée par Askew [1972], et adoptée plus tard à l'analyse de réacteur nucléaire dans plusieurs codes, par exemple le code CACTUS [Halsall, 1980] est considéré comme le premier code industriel utilisant cette méthode. Bien que la MOC puisse s'appliquer aux géométries arbitraires, elle nécessite beaucoup de ressources informatiques pour résoudre l'équation de transport le long de chaque ligne caractéristique, du fait que son application a historiquement été limitée aux problèmes bidimensionnels. Néanmoins, l'intérêt croissant pour les solutions précises de transport pour la sûreté des réacteurs, ainsi que la puissance de calcul croissante des architectures modernes, ont suscité l'intérêt des calculs tridimensionnels de transport basés sur la MOC. La littérature sur ce sujet est vaste et comprend plusieurs solutions qui diffèrent l'une de l'autre essentiellement par la base de représentation utilisée pour le flux angulaire, et par le type de géométries auxquelles ces méthodes s'appliquent. De nos jours, cette technique est exploitable dans les codes MCCG3D [Suslov, 1993], CASMO4 [Knott et Edenius, 1993], APOLLO2 [Sanchez et Chetaine, 2000] et DRAGON [Wu et Roy 2003] [25, 34].

Nous rappelons que la forme intégrale de l'équation de propagation qui sera employée s'écrit :

$$\Phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \Phi_g(\vec{r} - l\vec{\Omega}, \vec{\Omega})e^{-\tau_g(\vec{r}-l\vec{\Omega}, \vec{r})} + \int_0^l dt e^{-\tau_g(\vec{r}-t\vec{\Omega}, \vec{r})} Q_g(\vec{r} - t\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) \quad (2.30)$$

Avec τ représente la longueur optique entre les deux points apparaissant comme arguments.

Pour résoudre numériquement cette formulation, nous introduisons l'approximation suivante en supposant que les flux sont plats dans chaque cellule :

$$\Phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \approx \sum_i \Phi_g^i(\vec{\Omega}) \theta_i(\vec{r}) \quad (2.31)$$

Où θ_i représente la fonction caractéristique de la zone i qui est nulle dans tout domaine sauf à l'intérieur de la zone i dans laquelle elle est unitaire. Les mêmes approximations sont appliquées pour tous les paramètres tels que les sources Q en considérant que dans chaque zone les sections de collision sont également constantes.

La source Q sera toujours considérée comme constante par morceaux. L'objectif est de déterminer un flux sortant d'une cellule désirée le long d'un parcours en sachant le flux entrant. L'indice i sera sous-entendu jusqu'à où serait obligatoirement noté. L'équation (2.30) devient :

$$\Phi_{out,g}(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \Phi_{in,g}(\vec{r} - l\vec{\Omega}, \vec{\Omega})e^{-\Sigma_{t,g}l} + \beta_g \bar{Q}(\vec{\Omega}) = \gamma_g \Phi_{in,g} + \beta_g Q_g \quad (2.32)$$

Avec $\vec{r}$ et $\vec{r} - l\vec{\Omega}$ sont respectivement le point sortant de la cellule et le point entrant correspondant sur le même parcours, l est la corde intersectée par la trajectoire sur la région de calcul et Q est la valeur moyenne de la source dans la cellule. Le facteur de fuite β de la source s'exprime par la relation suivante :

$$\beta_g = \frac{1 - e^{-\Sigma_{t,g}l}}{\Sigma_{t,g}} \quad (2.33)$$

Ce schéma est nommé Step-Characteristic, basé sur la propagation d'une source plate. Si nous écrivons une équation de bilan relative au tuyau élémentaire entourant la corde qui traverse une zone désirée, un autre schéma sera obtenu. Cette équation se traduit comme suit :

$$(\Phi_{out,g} - \Phi_{in,g}) + \Sigma_{t,g}l\bar{\Phi}_{i,g} = \bar{Q}_{i,g}l \quad (2.34)$$

Cette formulation se complétera en introduisant une relation diamant pondéré suivante :

$$\bar{\Phi}_{i,g} = w\Phi_{out,g} + (1 - w)\Phi_{in,g} \quad (2.35)$$

Où $\bar{\Phi}_{i,g}$ et w représentent respectivement le flux moyen angulaire sur la corde et le poids compris toujours entre 0 et 1.

Une équation approximative de propagation est obtenue en insérant la formulation (2.35) dans (2.34) et se traduit comme suit :

$$\begin{aligned} \Phi_{out,g}(t, \vec{\Omega}) &= \frac{1 - (1 - w)\Sigma_{t,g}\frac{l}{2}}{1 + w\Sigma_{t,g}\frac{l}{2}} \Phi_{in,g}(t, \vec{\Omega}) + \frac{l}{1 + w\Sigma_{t,g}\frac{l}{2}} \bar{Q}_{i,g}(\vec{\Omega}) \\ &= \tilde{\gamma}_g \Phi_{in,g} + \tilde{\beta}_g Q_g \end{aligned} \quad (2.36)$$

En comparant la formulation (2.36) avec (2.32), $\tilde{\beta}$ est donné par :

$$\tilde{\beta}_g = \frac{1 - \tilde{\gamma}_g}{\Sigma_{t,g}}$$

Pour compléter le système itératif, il doit expliquer la manière de calculer la source de collision entre une itération et une autre. Le terme Q peut s'écrire sous la forme :

$$Q_{i,g}(\vec{\Omega}) = Q_{i,g}^{ext}(\vec{\Omega}) + C_{i,g}(\vec{\Omega}) \quad (2.37)$$

Où :

$$Q_{i,g}^{ext}(\vec{\Omega}) = S_g^i(\vec{\Omega}) + \sum_{x \in i} \frac{\chi_x^g}{k_{eff}} \sum_{g'} \frac{v \Sigma_{f,x}^{g'}}{4\pi} \phi_{0,i,g'}^0 + \sum_{g \neq g'} C_i^{g' \rightarrow g}(\vec{\Omega}) \quad (2.38)$$

Ce terme exprime dans l'ordre gauche-droite les contributions des sources externes, des sources de fission et des sources de collisions faisant passer les neutrons hors du groupe g aux neutrons du groupe g .

Et :

$$C_{i,g}(\vec{\Omega}) = \sum_{k=0}^K \Sigma_{s,k,i,g} \sum_{l=0}^k [A_k^l(\vec{\Omega}) \phi_{k,i,g}^l + A_k^{-l}(\vec{\Omega}) \phi_{k,i,g}^{-l}] \quad (2.39)$$

Les indices k, i et g représentent, dans cette formulation, respectivement l'ordre d'anisotropie de la section de collision, la zone et le groupe énergétique. Les composantes A_k^l et $\phi_{k,i,g}^l$ sont respectivement les harmoniques sphériques et les moments du flux angulaire par rapport aux harmoniques. Ces derniers sont donnés par :

$$\phi_{k,i,g}^l = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} d\vec{\Omega} A_k^l(\vec{\Omega}) \bar{\Phi}_{i,g}(\vec{\Omega}) \quad (2.40)$$

L'approximation de cette formulation est faite par l'intégration numérique suivant la formulation suivante :

$$\phi_{k,i,g}^l \approx \sum_{n=1}^N w_n A_k^l(\vec{\Omega}_n) \bar{\Phi}_{i,g}(\vec{\Omega}_n) \quad (2.41)$$

Même procédure est valable pour la composante $C_i^{g' \rightarrow g}(\vec{\Omega})$ apparaissant au côté droit de la formulation (2.38).

Pour établir une solution itérative, on doit calculer les flux volumiques en intégrant la formulation suivante sur le volume d'une zone considérée :

$$(\vec{\Omega} \cdot \nabla + \Sigma_g) \Phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = Q_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (2.42)$$

En appliquant la formulation de Green nous obtenons :

$$V_i \Sigma_{t,i,g} \bar{\Phi}_{i,g}(\vec{\Omega}) = V_i \bar{Q}_{i,g} - J_{i,g}^{out}(\vec{\Omega}) + J_{i,g}^{in}(\vec{\Omega}) \quad (2.43)$$

Où les composantes $J_{i,g}^{in}$ et $J_{i,g}^{out}$ sont respectivement les courants entrant et sortant de la zone i dans la direction $\vec{\Omega}$. Elles se traduisent comme suit :

$$J_{i,g}^{out}(\vec{\Omega}) = \int_{S_i^{out}(\vec{\Omega})} |\Omega \cdot n| \Phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) dS \quad (2.44)$$

$$J_{i,g}^{in}(\vec{\Omega}) = \int_{S_i^{in}(\vec{\Omega})} |\Omega \cdot n| \Phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) dS \quad (2.45)$$

En faisant l'intégration surfacique des formulations (2.44) et (2.45) sur la partie de la zone illuminée par les directions sortantes et entrantes. Elles deviennent numériquement :

$$J_{i,g}^{in,out}(\vec{\Omega}) \approx \sum_{traj\Omega} \delta S_{\perp} \Phi_g^{in,out}(t, \vec{\Omega}) \quad (2.46)$$

Avec $\delta S_{\perp} \triangleq |\Omega n| ds$ indique le poids d'intégration spatial.

En insérant les approximations (2.46) dans (2.43) et en employant l'expression (2.32), le flux angulaire est donné par :

$$\bar{\Phi}_{i,g}(\vec{\Omega}) = \frac{1}{\Sigma_{t,i,g}} \left[\bar{Q}_{i,g}(\vec{\Omega}) - \frac{1}{V_i} \hat{\Delta}_{i,g}(\vec{\Omega}) \right] = \prod_{i,g}(\vec{\Omega}) \bar{Q}_{i,g}(\vec{\Omega}) + \frac{1}{V_i} \Delta_{i,g}(\vec{\Omega}) \quad (2.47)$$

Où les coefficients $\hat{\Delta}_{i,g}(\vec{\Omega})$, $\prod_{i,g}(\vec{\Omega})$ et $\Delta_{i,g}(\vec{\Omega})$ sont définis par :

$$\hat{\Delta}_{i,g}(\vec{\Omega}) \triangleq \sum_{traj\Omega} \delta S_{\perp} [\Phi_{i,g}^{out}(\vec{\Omega}) - \Phi_{i,g}^{in}(\vec{\Omega})] \quad (2.48)$$

$$\prod_{i,g}(\vec{\Omega}) \triangleq \frac{1}{\Sigma_{t,i,g}} \left[1 - \frac{1}{V_i} \sum_{traj\Omega} \delta S_{\perp} \beta_{i,g}(t, \vec{\Omega}) \right] \quad (2.49)$$

$$\Delta_{i,g}(\vec{\Omega}) \triangleq \sum_{traj\Omega} \delta S_{\perp} [\beta_{i,g}(t, \vec{\Omega}) \Phi_{i,g}^{in}(t, \vec{\Omega})] \quad (2.50)$$

Les calculs itératifs pour chaque trajectoire des flux sortants en fonction des flux entrants et des vieilles sources relatives à l'itération précédente s'écrivent sous la forme suivante :

$$\Phi_{i,g}^{out}(t, \vec{\Omega}) = \Phi_{i,g}^{in}(t, \vec{\Omega}) + \beta_{i,g}(t, \vec{\Omega}) [Q_{i,g}^{old}(\vec{\Omega}) - \Sigma_{t,i} \Phi_{i,g}^{in}(t, \vec{\Omega})] \quad (2.51)$$

Les volumes numériques sont également calculés par :

$$V_i \approx \sum_{traj\Omega} \delta S_{\perp} l(t, \vec{\Omega}) \quad (2.52)$$

Pour rendre cette formulation exacte même pour un traçage grossier, les longueurs des trajectoires doivent être normalisées comme suit :

$$l(t, \vec{\Omega}) \rightarrow l(t, \vec{\Omega}) \frac{V_i}{\Sigma_{traj\Omega} \delta S_{\perp} l(t, \vec{\Omega})} \quad (2.53)$$

Avec V_i est le volume contenant la corde l .

En récapitulant la stratégie itérative de cette méthode comme suit :

- Les densités volumiques d'émission sont obtenues à l'aide de cette expression :

$$Q_{i,g}^{old}(\vec{\Omega}) = Q_{i,g}^{ext}(\vec{\Omega}) + \sum_{k=0}^K \Sigma_{s,k,i,g} \sum_{l=0}^k [A_k^l(\vec{\Omega}) \phi_{k,i,g}^{l,old} + A_k^{-l}(\vec{\Omega}) \phi_{k,i,g}^{-l,old}] \quad (2.54)$$

- Le flux sortant est calculé par :

$$\Phi_{out,g} = \Phi_{in,g} + \beta_g [\bar{Q}_{i,g}^{old} - \Sigma_{t,g} \Phi_{in,g}] \quad (2.55)$$

- En ajoutant à Δ une contribution convenable :

$$\Delta_{i,g}^{new}(\vec{\Omega}) = \Delta_{i,g}^{old}(\vec{\Omega}) + \delta s_{\perp} \beta_{i,g}(t, \vec{\Omega}) (\Phi_{i,g}^{in}(t, \vec{\Omega}))^{new} \quad (2.56)$$

- Les flux angulaires traités comme des valeurs intermédiaires sont calculés via les moments angulaires :

$$\bar{\phi}_{k,i,g}^{l,new} = \sum_{m=1}^N w_m A_k^l(\vec{\Omega}_m) \bar{\phi}_{i,g}^{new}(\vec{\Omega}_m) \quad (2.57)$$

Qui réaliseront les tests de convergence et de redéterminer les nouvelles sources d'émission à employer dans la prochaine itération interne.

2.1.3.5. Méthode des Harmoniques Sphériques (P_N)

La méthode des harmoniques sphériques (également appelée la méthode P_N) était la première méthode développée pour les calculs de transport des neutrons [9, 35]. Le flux angulaire de neutrons est décomposé sur les harmoniques sphériques comme suit :

$$\Phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \sum_{n=0}^L \sum_{m=-n}^n \phi_{n,m}^g(\vec{r}) Y_n^m(\vec{\Omega}) \quad (2.58)$$

Avec :

- La composante $\phi_{n,m}^g(\vec{r}) = \int_{4\pi} \Phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) Y_n^m(\vec{\Omega}) d^2\Omega$ représente les moments angulaires du flux.
- La composante $Y_n^m(\vec{\Omega})$ indique les harmoniques sphériques réelles.

En général les équations P_N sont assez complexes à résoudre et la plupart des codes résolvent ainsi une version simplifiée d'entre elles (SP_N). La méthode P_N simplifiée est employée comme une alternative à la théorie de la diffusion afin de résoudre l'équation de Boltzmann dans le cœur. La solution de SP_N donne une amélioration appréciable par rapport à la solution de diffusion et tient compte d'une grande partie des effets de transport. Les deux dernières méthodes sont moins coûteuses qu'une méthode de transport en temps de calcul. Cependant, l'augmentation de l'ordre de la méthode simplifiée ne converge pas vers la solution exacte.

2.1.3.6. Méthodes de Discrétisation Spatiale

Toutes les méthodes ci-dessous sont utilisées pour des calculs de cœur en liaison avec la méthode correspondante de discrétisation de l'angle solide. Les méthodes aux différences finies et nodales sont principalement employées avec l'approximation de diffusion tandis que les méthodes aux éléments finis sont utilisées pour toutes les méthodes de l'angle solide. L'espace

est discrétisé axialement et radialement dans les mailles de différentes tailles. La manière dont les flux et les courants sont calculés à l'intérieur des mailles et sur les frontières donne naissance aux différentes méthodes de discrétisation [5, 35] :

Méthode aux éléments finis :

La géométrie est discrétisée en volumes et la solution est développée sur une base de polynômes d'ordre choisi. Les inconnus sont maintenant les coefficients du flux sur cette base. La convergence dépend du degré de la base et de la taille de maille.

Méthode aux différences finies :

C'est la méthode classique employée pour résoudre des équations différentielles. La géométrie est discrétisée et les dérivées dans l'équation de transport sont approximées par une expansion de Taylor de premier ordre calculée sur deux points voisins.

Méthode nodale :

Elle est également appelée la méthode de volume fini et est basée sur une résolution semi-analytique de l'équation en volume. Généralement, une approximation polynomiale est employée pour la solution. La solution est obtenue dans un premier temps en intégrant sur chaque direction (x, y, z) pour calculer des fuites transverses et puis en intégrant sur tout le volume pour obtenir le flux intégré.

2.1.4. Méthode Stochastique Monte Carlo

Les simulations par méthodes de Monte Carlo ont été développées au cours de la Deuxième Guerre Mondiale et de l'invention des premiers ordinateurs. Cette catégorie de méthode est de plus en plus utilisée au fur et à mesure que les capacités des ressources de calcul s'accroissent. Les simulations par ces méthodes servent de références aux simulations par méthodes déterministes [36-38].

Les méthodes stochastiques sont complètement différentes de celles déterministes car n'impliquent pas de simplification de l'équation du transport. Au lieu de discrétisation, ces méthodes consistent à effectuer une expérience théorique en simulant individuellement un grand nombre de particules, à partir desquelles le comportement moyen est déterminé à l'aide de méthodes statistiques. Essentiellement, avec ces méthodes aussi précises que les résultats souhaités peuvent être obtenus en simulant un nombre assez grand de neutrons et donc un temps de calcul peut devenir conséquent. Les facteurs limitatifs sont les ressources informatiques disponibles et la précision des sections efficaces. En raison du développement rapide des

ordinateurs, aujourd'hui il n'y a presque aucune contrainte sur la géométrie à simuler. Cela rend les codes de Monte Carlo particulièrement intéressants pour les calculs tridimensionnels compliqués où les quantités intégrales (par exemple k_{eff}) doivent être déterminées. D'autre part, les quantités différentielles (par exemple le flux angulaire) ne peuvent pas être calculées, au mieux uniquement à un certain volume et un intervalle d'énergie. Le calcul analogique typique de Monte Carlo (par exemple la détermination du facteur de multiplication d'un cœur de réacteur) comprend les étapes suivantes :

- Une distribution initiale de source de neutrons est supposée. Pour la particule-source, un point dans l'espace est déterminé à partir de cette distribution en employant des nombres aléatoires. Ensuite, l'énergie et la direction de la particule sont échantillonnées par exemple du watt-spectre et de la distribution isotrope en angle, respectivement.
- De la position de naissance, le neutron se déplacera dans une ligne droite jusqu'à ce qu'une collision avec le milieu sous-jacent se produise. La distance parcourue dépend de la section efficace macroscopique totale du milieu (qui est dépendante de l'espace et également en fonction de l'énergie des neutrons). De nouveau, des nombres aléatoires sont générés pour déterminer la position de la collision.
- Au point de la collision deux choses peuvent se produire : le neutron est absorbé ou diffusé. Le rapport des sections efficaces et un nouveau nombre aléatoire détermine le résultat de la collision. Dans le premier cas, le neutron est absorbé (un cas spécifique est une fission - voir le dernier point) et une nouvelle particule-source est échantillonnée. Dans le dernier cas, à l'aide des nombres aléatoires, une nouvelle énergie et direction doivent être déterminées selon les lois du processus de diffusion. Les deuxième et troisième points sont répétés jusqu'à ce que le neutron soit absorbé.
- Après qu'un nombre assez grand de neutrons ait été simulé, la distribution initiale de source est mise à jour en fonction des positions où la fission s'est produite, et l'exécution est continuée à partir du premier point.

Pendant ce processus une information est recueillie dans les soi-disant tallies, par exemple la distribution de puissance peut être déterminée à l'aide des événements de fission et les pertes d'énergie dépendante de l'espace des neutrons.

Le résultat des tallies est une estimation statistique avec une erreur donnée qui peut, bien sûr, être réduite en exécutant plus d'histoires de neutrons. D'autre part, il y a soi-disant techniques de réduction de variance auxquelles l'erreur peut être réduite plus efficacement. L'idée fondamentale de celles-ci doit consacrer le maximum de temps d'ordinateur à ces particules

dans l'espace des phases (position, direction, énergie) qui sont les plus susceptibles d'apporter une contribution significative aux résultats désirés et d'éviter d'employer le temps d'ordinateur pour les particules qui ne sont pas susceptibles de la faire. Ces techniques standards de réduction de variance incluent : échantillonnage préférentiel, transformation exponentielle, pondération d'absorption, fractionnement des particules, roulette russe, collision forcée, etc. Quelques-unes sont brièvement récapitulées dans les paragraphes suivants.

Le concept principal pour la plupart des techniques de variance est d'attribuer un facteur de poids W à chaque particule, qui peut être ou non égal à l'unité à la source. Le poids des particules W est alors modifié au cours de la durée de vie des particules.

- Capture implicite et collision forcée : Destruction d'une particule suivie par un processus d'absorption (capture) est un événement indésirable dans n'importe quelle simulation Monte Carlo, en particulier, si une particule est considérée précieuse parce qu'elle se déplace dans une région importante de la géométrie, éventuellement loin de la source, et le temps d'ordinateur significatif avait déjà été employé pour transporter la particule à son endroit actuel. Au lieu de cela, dans les codes standards de transport de particules de type Monte Carlo, le concept de la capture implicite est employé pour éviter de perdre des particules. Ici, le poids d'une particule suivie est toujours réduit par la probabilité de capture à chaque événement de collision et capture radiative étant ensuite exclue de la liste de processus permis. La particule pour cette raison n'est jamais détruite par capture. Conceptuellement semblable à la capture implicite, la collision forcée garantit qu'une particule interagit toujours dans une zone d'intérêt élevé si un tel événement est avantageux pour les statistiques des tallies. Si la collision forcée est employée, le poids des particules est proportionnellement ajusté dans chaque événement.
- Fractionnement (Splitting) des particules et roulette russe : Les deux concepts, fractionnement des particules et roulette russe, appartiennent à la catégorie importante des techniques de contrôle de population. Dans le premier cas, si le poids d'une particule donnée dépasse un seuil défini, par exemple parce que la particule pénètre dans une région importante de la géométrie, les statistiques des résultats de Monte Carlo peuvent être améliorées en divisant cette particule en deux sous-particules ou plus et pour réduire le poids de chacune par le facteur correspondant, conservant la valeur totale générale de poids. Dans le deuxième cas, pour les particules dont le poids a diminué considérablement, la particule est abandonnée ou détruite avec une forte probabilité prédéfinie (roulette russe). Si la particule survit ce processus, son poids est proportionnellement augmenté,

qui garantit la conservation de poids moyenné. La roulette russe est un outil efficace pour éviter d'employer le temps d'ordinateur pour les particules négligeables en suivant quelques-unes avec le poids accru dans des régions sans importance de la géométrie.

2.2. Présentation des Codes de Simulation Neutronique

Les simulations informatiques pratiques des réacteurs emploient soit les codes déterministes, reposant sur des méthodes de calcul numérique qui ont précédemment été présentées et des modèles théoriques que nous ne développerons pas parce qu'ils sont complètement hors de notre sujet, soit Monte Carlo s'appuyant plutôt sur des approches probabilistes et statistiques, en simulant des histoires indépendantes pour chaque particule. Les codes typiques de simulation utilisés dans cette thèse seront introduits dans les paragraphes suivants [3, 39-45].

2.2.1. Codes Déterministes

2.2.1.1. Code DRAGON

Le code DRAGON a été développé à l'Institut de Génie Nucléaire de l'École Polytechnique de Montréal à partir de 1986. Dans ce code déterministe de réseau, les différentes méthodes d'autoprotection et méthodes de résolution de l'équation de transport sont disponibles. Plusieurs bibliothèques de sections efficaces issues d'évaluations variées (JEFF, ENDF/B, etc.) peuvent être utilisées sous DRAGON. Ces dernières sont initialement continues en énergie, mais elles sont ensuite traitées par le logiciel NJOY, qui permet d'obtenir des sections efficaces moyennées à plusieurs groupes d'énergie. Il est fondé sur une architecture complètement modulaire ; l'échange de données et la liaison entre les différents modules sont réalisés par la librairie GANLIB du programme de contrôle généralisé du groupe d'analyse nucléaire " GAN generalized Driver ". Cela est fait de sorte que les nouvelles techniques de calculs peuvent être implémentées dans ce code. Ici les données de traçage (tracking) pour les différentes géométries de réacteur contiennent les détails de la numérotation des volumes, des liens du volume et surface et des trajectoires des neutrons. Ce fichier de données permet d'employer les diverses méthodes c.-à-d. la méthode de probabilités de collision (la méthode P_{ij} , la méthode de courant d'interface) ou la méthode des caractéristiques. Le DRAGON permet d'employer deux types de conditions frontières de réflexion pour les lignes d'intégration (la condition de réflexion spéculaire et la condition de réflexion blanche).

Il y a les diverses méthodes de traçage de rayonnements disponibles dans le code DRAGON. Le traçage limité à 1D et 2D, en employant la méthode de probabilité de collision, est exécuté par le module SYBILT. Pour quelques géométries à 2D et 3D, le traçage peut être exécuté par

EXCELT. Ce module peut calculer des traces dans les clusters isolés comprenant la géométrie hexagonale. Le traçage peut également être fait dans les géométries à 2D et 3D par le module NXT. Le module NXT est une généralisation du module EXCELT. Cependant, le module le plus récent NXT du DRAGON a la capacité de suivre les géométries complexes avec suffisamment de détails.

Il comprend de nombreux modules, comme indiqué sur la **Figure 2.4**, qui peuvent être indépendamment modifiés. Il peut être installé sur les stations de travail qui supportent un compilateur Fortran. Certains des modules de ce code ont été utilisés dans cette thèse. Parmi ceux-ci figurent :

- Le module GEO permettant de définir la géométrie du système.
- Le module LIB servant à définir la composition isotopique, le DRAGON grâce à ce module attribue à chaque région définie une composition, c.-à-d. la liste des isotopes présents avec leur densité respective ainsi que la référence correspondante dans la bibliothèque de sections efficaces choisie. La température de chaque région est également précisée.
- Le module NXT créant des lignes d'intégration pour des géométries complexes tels les clusters utilisés et le module MCCGT qui permet l'accélération de la méthode des caractéristiques.
- Le module ASM étant utilisé pour la préparation de l'assemblage des matrices de probabilités de collision (pour la méthode des probabilités de collision) ou de pré-conditionnement (pour la méthode des caractéristiques) qui sont nécessaires pour le FLU.
- Le module FLU résolvant l'équation de transport des neutrons multigroupe.
- Le module EVO servant à effectuer les calculs du burnup.
- Le module EDI réalisant l'homogénéisation et la condensation des sections efficaces.

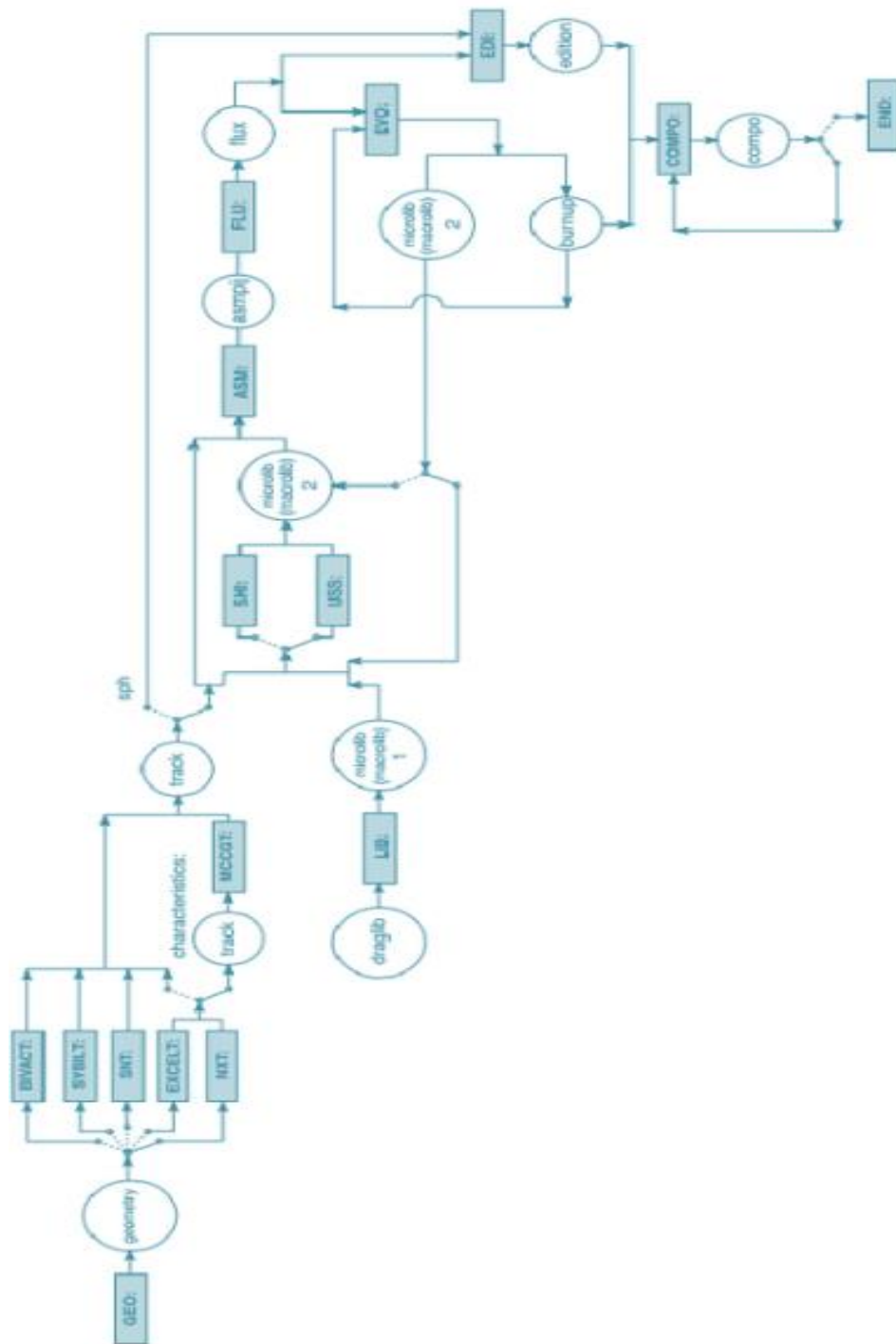


Figure 2.4. Séquence d'appels de modules dans DRAGON Version 5.

2.2.1.2. Code TRIVAC

TRIVAC, développé à l'École Polytechnique de Montréal, est un code informatique destiné pour calculer le flux de neutrons dans une représentation fractionnaire ou complète de cœur d'un réacteur nucléaire. Il a été initialement conçu pour l'étude des réacteurs CANDU et des réacteurs à eau légère, de nos jours il peut traiter tout type de réacteurs. La forme multigroupe

et multidimensionnelle de l'équation de diffusion ou de l'équation P_N simplifiée est d'abord discrétisée pour établir un système matriciel. L'implémentation actuelle de TRIVAC permet la discrétisation des géométries à 1D (plaque et cylindrique), des géométries à 2D (cartésienne, cylindrique et hexagonale) et des géométries à 3D (cartésienne et hexagonale). De nombreuses techniques de discrétisation sont disponibles, y compris les méthodes de différences finies, les techniques de collocation de différents ordres, telles que la méthode nodale de collocation, et les méthodes des éléments finis basées sur une formulation fonctionnelle primale ou duale. Le code TRIVAC est subdivisé en principaux modules de calcul (**Figure 2.5**) :

- Le module GEO : sert à créer ou modifier la géométrie de réacteur définie par l'utilisateur.
- Le module MAC : sert à créer ou modifier une MACROLIB qui contient les propriétés du matériau en spécifiant à la main les sections macroscopiques pour chaque groupe d'énergie.
- Le module TRIVAT : exécute une discrétisation numérique 3D ou tracking de la géométrie de réacteur. Les différentes discrétisations telles que éléments finis et différences finies centrées d'ordre 1,2 et 3 peuvent être sélectionnées par l'utilisateur.
- Le module TRIVAA : calcule le système matriciel via l'objet tracking précédemment créé.
- Le module FLUD : calcule la solution numérique aux valeurs propres du système matriciel précédemment défini.
- Le module OUT : sert à stocker le résultat d'un calcul de taux de réactions dans un objet MACROLIB dédié.

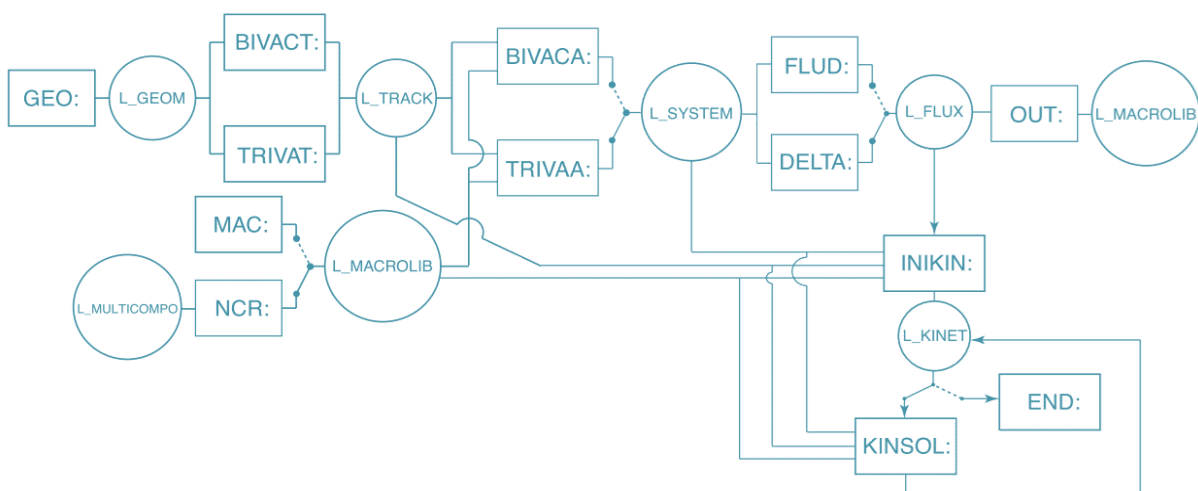


Figure 2.5. Approche modulaire de TRIVAC.

2.2.1.3. Code DONJON

DONJON est un code de modélisation de cœur complet qui est conçu sur la base des techniques de solution de l'équation de diffusion ou de l'équation P_N simplifiée (SP_N). Il est capable de produire la simulation de cœur complet pour plusieurs types de réacteur tels que les REP, les réacteurs de type CANDU et les réacteurs de recherche de type plaque JRR-3M. Développé à l'École Polytechnique de Montréal pour compléter le code DRAGON, DONJON permet d'exécuter de nombreuses analyses des calculs statiques de flux direct ou adjoint, des harmoniques et d'adjoints généralisés. Similaire à DRAGON, le code DONJON est guidé par le langage CLE-2000 et est conçu via le GAN generalized Driver avec les modules autonomes, chacun conçu pour exécuter certaines tâches spécifiques. L'exécution du DONJON exige d'autres codes informatiques de fonctionner en tandem, à savoir : les codes GANLIB, UTILIB, DRAGON et TRIVAC. Chaque code est centré sur des tâches spécifiques avec l'échange d'informations réalisé par l'utilisation des structures de données bien définies LCM fournies par le code GANLIB, qui fournissent des services de kernel avec les modules utilitaires sélectionnés qui peuvent être pilotés par le langage CLE-2000. CLE-2000 est un langage de programmation conçu pour être aussi simple que possible de sorte que le fichier source puisse être compilé par n'importe quel autre code de programmation à niveau élevé, afin d'assurer la flexibilité et la facilité d'échange d'informations de données. C'est le langage de programmation adopté par des schémas de calcul au Canada, y compris le DRAGON et le DONJON. CLE-2000 est employé pour contrôler les flux de données et pour implémenter des schémas de calcul avec des codes utilisés dans le DONJON. La bibliothèque UTILIB fournit les bibliothèques d'utilitaire et d'algèbre linéaire tandis que les modules de DRAGON sont appelés dans le code DONJON pour définir la géométrie de réacteur, pour fournir les bibliothèques des sections efficaces macroscopiques et pour effectuer des calculs de micro-épuisement. Finalement, le code TRIVAC est employé pour calculer le flux de neutrons dans le cœur complet de réacteur en discrétisant d'abord la représentation multigroupe de l'équation de diffusion avant l'usage des techniques itératives et des techniques d'algèbre de matrices creuses.

2.2.2. Code de Transport Probabiliste des Particules MCNP

Le code standard reconnu internationalement pour la simulation nucléaire de Monte Carlo est le code MCNP (Monte Carlo N Particules) développé par le Laboratoire National de Los Alamos aux États-Unis. Il peut être obtenu auprès de l'Agence de l'Énergie Nucléaire.

Le transport de particules étant réalisé en énergie continue ressemble à une expérience théorique : une particule, dans une géométrie définie par l'utilisateur, est suivie de sa naissance

(la source), durant toute sa durée de vie, jusqu'à sa mort (absorption, fuite). Les codes de Monte Carlo permettent les simulations de transport des neutrons, des électrons, des gammas et des particules chargées lourdes se basant sur la méthode de Monte Carlo. Ils sont largement appliqués dans de nombreux domaines tels que la conception des réacteurs nucléaires, la radioprotection, la physique médicale, la sûreté-criticité nucléaire...etc. Les codes sont également très bien adaptés à la description des systèmes complexes à 3 dimensions. Il n'y a aucune approximation due à la discrétisation. Ils permettent les représentations très détaillées de toutes les données physiques. En augmentant la vitesse d'ordinateur, des résultats très précis peuvent être obtenus pour un système étudié dans quelques heures. Ils pourraient être employés pour décrire les paramètres inaccessibles par l'expérience et pour donner les prédictions précises auxquelles des résultats expérimentaux peuvent être comparés.

L'histoire du neutron peut suivre des voies différentes : dans le cas de la capture radiative, le neutron est absorbé et stoppe indéfiniment les histoires et dans la plupart des façons des autres réactions (diffusion, réaction de fission (n , $2n$) ...), le neutron survit, ou, un ou plusieurs neutrons sont émis. Leur énergie et direction sont aléatoirement déterminées selon des lois dépendant du type de réaction qui a été produite.

MCNP peut être employé pour calculer la constante de multiplication des neutrons (valeur propre) du réacteur k_{eff} . Le paramètre k_{eff} est le rapport du nombre de neutrons dans les générations successives, avec le processus de fission considéré comme l'événement de naissance qui sépare des générations des neutrons. Pour exécuter un problème de criticité, en plus des cartes de la description de la géométrie et des matériaux, tout ce qu'il est nécessaire ce sont une carte KCODE et une distribution initiale spatiale des points de fission. Dans un calcul de la criticité (KCODE dans MCNP), un cycle correspond à N neutrons appartiennent à la même génération. La transition au calcul du cycle suivant est lancée par MCNP une fois que tous les neutrons de la génération actuelle ont disparu. Chaque emplacement de fission est conservé en mémoire, pour déclencher la source de fission de génération suivante. Un grand nombre de neutrons sont distribués sur chaque cycle, et plusieurs cycles inactifs sont nécessaires pour une convergence de la source de fission, et plusieurs cycles actifs possèdent une précision acceptable. Les cycles inactifs sont des cycles dans lesquels des neutrons sont propagés dans la géométrie, mais aucun des résultats obtenus pour le transport n'est utilisé pour le calcul des tallies. Ils sont employés pour sauter les premiers états qui ne sont pas suffisamment pour la convergence et introduiraient également des biais dans le calcul. Si la source de fission

suffisamment converge, cela signifie que la source des neutrons est complètement oubliée, alors nous pouvons en toute sécurité employer les neutrons pour calculer les tallies.

Pendant l'exécution du code MCNP, deux fichiers spéciaux sont nécessaires ; l'un est la description du problème (géométrie, matériaux, source de neutrons, etc.). L'autre, appelé « xsdir », inclut quelques données nucléaires et le chemin aux fichiers de bibliothèque ENDF pour chaque matériau. Ce fichier peut être placé dans un répertoire par défaut, mais MCNP cherche d'abord dans le répertoire courant s'il existe un tel fichier. Autrement dit, l'utilisateur crée un fichier d'entrée qui est ensuite lue par MCNP. Ce fichier contient des informations sur le problème dans les zones telles que : les spécifications de la géométrie, la description des matériaux et le choix des évaluations des sections efficaces, l'emplacement et les caractéristiques du neutron, photon, ou source d'électron, le type de réponses ou de tallies désirés, et toutes les techniques de réduction de variance employées pour améliorer l'efficacité.

La gamme d'énergie du neutron allant de 10^{-11} MeV à 20 MeV pour tous les isotopes et jusqu'à 150 MeV pour quelques isotopes, la gamme d'énergie du photon est comprise entre 1 keV et 100 GeV , et la gamme d'énergie d'électrons est de 1 keV à 1 GeV . La structure générale du fichier d'entrée est :

Ligne de titre

Cartes de cellules

.....

Délimiteur ligne vide

Cartes de surfaces

.....

Délimiteur ligne vide

Cartes de données

.....

Termineur ligne vide

Les commentaires peuvent être insérés sur des lignes séparées : la ligne doit commencer par le caractère "C" suivi au moins d'un espace. Ils peuvent également être placés à la fin d'une saisie de données après un symbole du dollar "\$".

2.3. Conclusion

Le comportement des neutrons est traité par l'équation de Boltzmann étant trop complexe à résoudre analytiquement. Sa solution s'effectue donc numériquement via deux approches distinctes :

- Les simulations probabilistes-statistiques de Monte Carlo où les neutrons individuels sont suivis à partir de leur expérience de vie dans un réacteur ;
- Les codes déterministes consistant à résoudre l'équation de Transport discrétisée.

La voie stochastique est coûteuse en temps de calcul mais fournit des résultats sans discrétisation quelle que soit la complexité de géométrie considérée. Elle permet donc de fournir des résultats de référence à la voie déterministe.

Les MOC et P_{ij} sont typiquement utilisées pour des calculs de réseau tandis que les méthodes SP_N et de diffusion sont employées dans des calculs de cœur.

2.4. Références

[27] H. Nifenecker, O. Meplan and S. David, Accelerator Driven Subcritical Reactors. Series in Fundamental and Applied Nuclear Physics, Institute of Physics Publishing, 2003.

[28] Simon Berche, Validation de Schémas de Calcul APOLLO3 pour Assemblages de Type RNR. Maîtrise ès Sciences Appliquées, École Polytechnique de Montréal, 2015.

[29] Paul Reuss, Précis de neutronique. Collection Génie Atomique, EDP Sciences, 2003

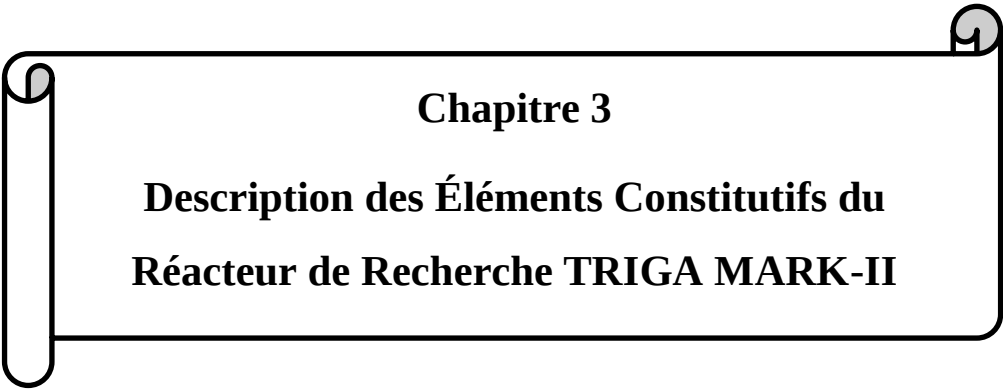
[30] Rudi J. J. Stamm'ler and Maximo J. Abbate, Methods of Steady-State Reactor Physics in Nuclear Design. Academic Press, 1983, p.149, 150.

[31] Cyrille Bouret, Études des Contre-réactions dans un Réacteur à Neutrons Rapides à Caloporteur Sodium : Impact de la Conception et de la Neutronique sur les Incertitudes. Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2016.

[32] Rémi Maurice Jean Vallerent, Développement et Validation de Schémas de Calcul à Double Niveau pour les Réacteurs à Eau sous Pression. Maîtrise ès appliquées, École Polytechnique de Montréal, 2009.

[33] Haykel Raouafi, Simulation de Mécanismes de Contrôle de la Réactivité Inclins du Réacteur SCWR-Canadien en utilisant les Codes DRAGON-5 et DONJON-3. Thèse de Doctorat, École Polytechnique de Montréal, 2017.

- [34] Simone Santandrea, Qualification Physique et Améliorations du Modèle Numérique d'une Méthode des Caractéristiques pour la Résolution de l'Équation du Transport des Neutrons dans des Maillages non Structurés. Thèse de doctorat, Université d'Evry Val d'Essonne, 2001.
- [35] Ansar Calloo, Développement d'une Nouvelle Modélisation de la Loi de Choc dans les Codes de Transport Neutronique Multigroupes. Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2012.
- [36] Tibor Reiss, Coupled Neutronics-Thermal Hydraulics Analysis of SCWRS. PhD thesis, Budapest University of Technology and Economics, 2011.
- [37] Alexander Glaser, Neutronics Calculations Relevant to the Conversion of Research Reactors to Low-Enriched Fuel. Thèse de doctorat, Der Technischen Universität Darmstadt, 2005.
- [38] Benjamin Dehay, Accélération de la Convergence dans le Code de Transport de Particules Monte Carlo TRIPOLLI-4®. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 2014.
- [39] Sekki D., Hébert A. and R. Chambon, A User Guide for DONJON Version 5. Rapport technique IGE-344, Ecole Polytechnique de Montréal, 2019.
- [40] Marleau G., Hébert A. and Roy, R., A User Guide for DRAGON Version 5. Rapport technique IGE-335, Ecole Polytechnique de Montréal, 2020.
- [41] Hébert A., A User Guide for TRIVAC Version 5. Rapport technique IGE-369, Ecole Polytechnique de Montréal, 2019.
- [42] Robert Bright Mawuko Sogbadji, Neutronic Study of the Mono-recycling of Americium in PWR and of the Core Conversion in MNSR using the Mure Code. PhD thesis, Université Paris-Sud, 2012.
- [43] Hem Prabha Raghav, Computation of Neutron Fluxes in Fuel Pins Arranged in Hexagonal Lattices. Maîtrise ès Sciences Appliquées, Université de Montréal, 2012.
- [44] Maxime Guyot, Development of the Micro-Depletion Method in the Chain of Codes DRAGON4/DONJON4. Maîtrise ès Sciences Appliquées, Université de Montréal, 2012.
- [45] Mudimbi Musongela, Généralisation du Modèle TIBÈRE pour la Simulation des Fuites B1 Hétérogènes à la Méthode des Caractéristiques. Thèse de doctorat, Université de Montréal, 2019.

A decorative rectangular frame with rounded corners and a scroll-like border. The top and bottom edges have small circular motifs at the corners, and the left edge has a vertical scroll-like element.

Chapitre 3

Description des Éléments Constitutifs du Réacteur de Recherche TRIGA MARK-II

3.1. Introduction

Les TRIGA (Training, Research, Isotopes, General Atomic) sont les réacteurs de recherche les plus largement utilisés dans le monde. Il y a une base installée de plus de soixante-cinq installations dans vingt-quatre pays sur cinq continents. La Compagnie Américaine General Atomic, le fournisseur de réacteurs de recherche TRIGA, depuis la fin des années 1950 continue de concevoir, d'installer des réacteurs TRIGA à travers le monde et de les construire dans une variété de configurations et de capacités, avec les niveaux de puissance thermique à l'état stationnaire allant de 100 kW à 16 MW. Ils sont actuellement les seuls réacteurs nucléaires qui offrent la sûreté intrinsèque en raison des propriétés uniques de combustible d'hydruure d'uranium-zirconium. Pour cette raison, le Royaume du Maroc est parmi les pays qui sont dotés de réacteur de recherche de type TRIGA MARK-II installé au Centre d'Études Nucléaires de la Maâmora (CENM), comme il a été dit précédemment [46-50]. Ceux qui capteront particulièrement notre attention dans cette étude sont les réacteurs de ce type qui seront décrits de façon plus détaillée ci-dessous.

3.2. Vue d'Ensemble du Réacteur TRIGA MARK-II

Le TRIGA MARK-II est un réacteur de recherche de type piscine à eau légère de puissance nominale de deux mégawatts. Le cœur du réacteur TRIGA MARK-II est le siège des fissions ; il est placé près du fond d'une cuve d'une hauteur de 8.84 m et d'un diamètre de 2.44 m et le refroidissement s'effectue par la circulation naturelle de l'eau entre les assemblages combustibles. Cette cuve faite en aluminium est remplie de l'eau déminéralisée. Environ 7.2 m d'eau au-dessus du cœur capable d'assurer le blindage vertical contre le rayonnement, tandis que le blindage radial du cœur est offert par le béton armé de 2.5 m d'épaisseur ayant une densité minimale de 2.88 g/cm^3 , l'eau, le graphite de 21 cm d'épaisseur et le plomb de 6.3 cm d'épaisseur. Ce réacteur est doté de quatre canaux neutroniques et d'une colonne thermique. Le modèle de ce réacteur est représenté sur la **Figure 3.1**. Les données techniques d'un réacteur typique TRIGA-MARK-II sont récapitulées dans le **Tableau 3.1**.

Son exploitation est limitée par trois aspects principaux :

- La température du combustible ;
- Le coefficient de température négatif instantané ;
- La puissance du réacteur.

La limite de température résulte du dégazage de l'hydrogène du combustible U-ZrH et de la contrainte qu'il génère dans le matériau de gainage des éléments combustibles. La résistance du matériau en fonction de la température établit la limite supérieure de la température du combustible qui est de 1150 °C pour une température de gaine inférieure à 500 °C afin d'éviter la perte d'intégrité de la gaine.

En outre, le paramètre fondamental qui permet au système TRIGA de fonctionner en toute sécurité pendant les conditions stationnaires ou transitoires est le coefficient de température négatif instantané lié à la composition du combustible et à la conception cœur.

Finalement, le niveau de puissance est soumis à une limite calculée de façon à garantir le non-dépassement de la température du combustible et de la température de la gaine. L'analyse des bases de calcul indique qu'un fonctionnement allant jusqu'à 1900 kW pour un cœur à 85 éléments et une température d'entrée de l'eau de 48.90 °C avec convection naturelle ne provoquera pas une augmentation de la température du combustible ou de la gaine pouvant entraîner la perte d'intégrité de la gaine.

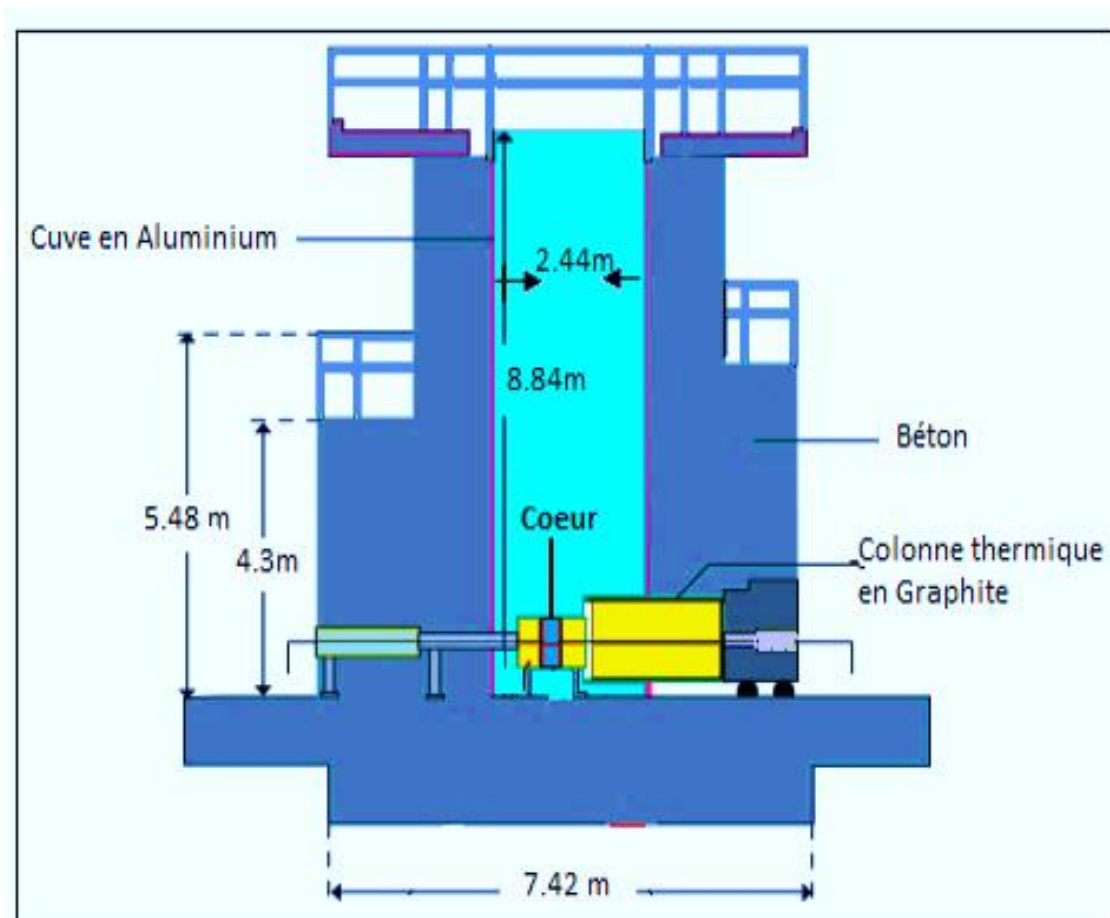


Figure 3.1. Configuration approximative du réacteur TRIGA MARK-II.

Le cœur du TRIGA se compose de 101 éléments combustibles cylindriques (y compris 2 barres combustibles instrumentées pour mesurer la température et 5 barres de contrôle avec prolongateurs de combustible), 5 barres de contrôle contenant le carbure de bore (B_4C) comme le matériau d'absorbeurs de neutrons. Le cœur contient également 17 barres de graphite, une chaussette centrale, et un tube de transfert pneumatique. La configuration du cœur du réacteur est indiquée dans la **Figure 3.2**. Les éléments combustibles sont fabriqués en hydrure d'uranium et de zirconium homogène (U-ZrH) entourant un cylindre en zirconium, l'alliage d'U-ZrH contient 8.5% en poids d'uranium enrichi jusqu'à 20% en poids d' ^{235}U , avec un gainage en acier inoxydable. La disposition des barres dans le cœur est en anneaux concentriques avec la géométrie hexagonale. La circulation d'eau légère agit à la fois en tant qu'agent modérateur et caloporteur dans des espaces entre les barres.

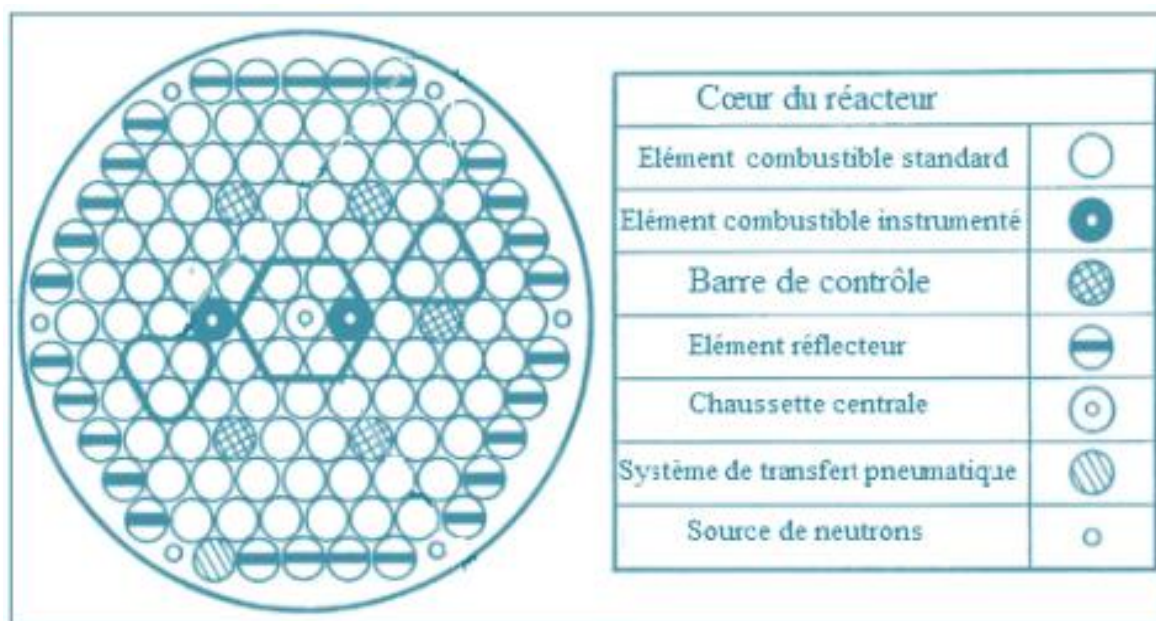


Figure 3.2. Vue en coupe transversale du cœur du réacteur TRIGA MARK-II.

Tableau 3. 1. Les données techniques d'un réacteur typique TRIGA MARK-II.

Conditions de fonctionnement	
Niveau de puissance stationnaire	2000 kW
Refroidissement du réacteur	Convection naturelle
Type de combustible	
Matériau modérateur-combustible	U-ZrH _{1,6}
Nombre d'éléments combustibles	101
Forme	Cylindrique
Teneur en uranium	8.5 wt %

Enrichissement de l'uranium	< 20% ^{235}U
Longueur du combustible	38.1 cm
Diamètre du combustible	3.63 cm de diamètre extérieur
Matériau de gainage d'épaisseur	Acier inoxydable 304 de 0.051 cm
Système de contrôle	
Nombre de barres de contrôle	5
Paramètres cinétiques	
Fraction de neutrons retardés	0.0073
Temps de génération de neutrons prompts	53.10^{-6} s
Coefficients de réactivité de température de rétroaction	
Doppler	-0.00285714 $\$/^{\circ}\text{C}$
Modérateur	-0.0142857 $\$/^{\circ}\text{C}$

3.3. Composantes du Réacteur TRIGA MARK-II

3.3.1. Source de Neutrons

Une source de neutrons en américium-béryllium de 2 à 3 curies (~ 5.106 n/s) est employée pour le démarrage. Le porte-source cylindrique en aluminium renferme une cavité en acier inoxydable d'un diamètre de 1.3 cm et d'une profondeur d'environ 15 cm qui est destinée à l'hébergement pour la source. Son appareillage est similaire à celui de l'élément combustible, le porte-source pouvant être installé ou retiré à l'aide de l'instrument de manutention du combustible.

3.3.2. Matériau Modérateur-Combustible

Dans les réacteurs TRIGA MARK-II, le combustible se présente sous la forme de mélange solide et homogène d'un alliage uranium-hydrure de zirconium contenant environ 8,5 % en poids d'uranium enrichi à 20 %. Le rapport atomique H/Zr est de l'ordre de 1.6. La partie active de chaque élément modérateur-combustible est d'environ 3.63 cm de diamètre et de 38.1 cm de longueur. La facilitation de l'hydruration se fait par un petit trou foré dans le centre de la section active du combustible et dans lequel une barre en zirconium est insérée après la fin de l'hydruration. Le réflecteur supérieur et inférieur de chaque élément combustible est en graphite. L'ensemble est entouré d'un gainage en acier inoxydable d'épaisseur 0.051 cm. Des appareillages en acier inoxydable sont fixés aux deux extrémités de la gaine, de manière que la longueur totale de l'élément modérateur-combustible soit d'environ 75.2 cm, illustré à la **Figure 3.3.**

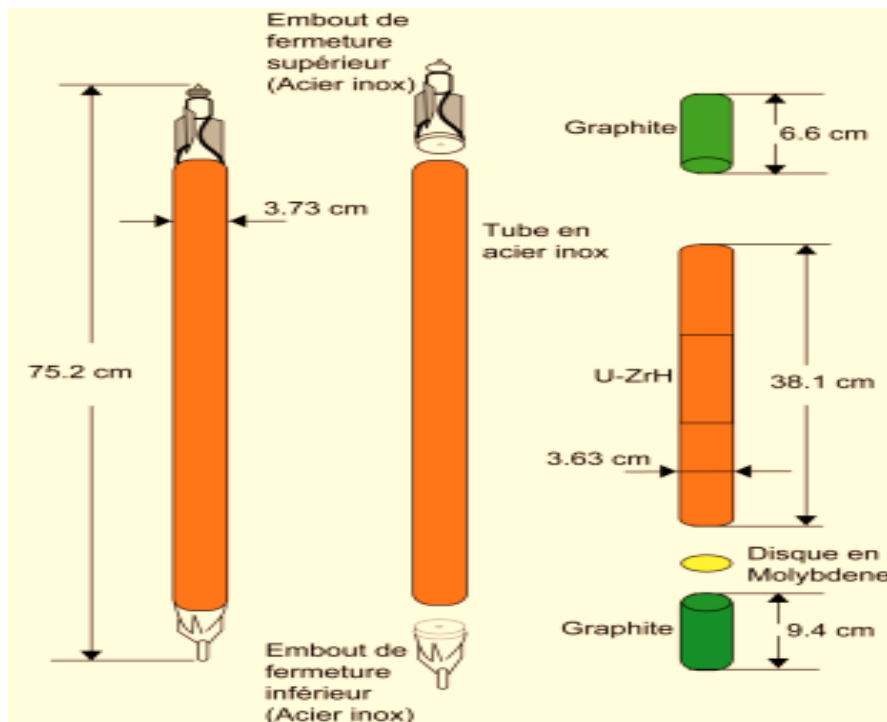


Figure 3.3. Élément modérateur-combustible du réacteur TRIGA MARK-II.

L'appareillage inférieur maintient les éléments sur la plaque inférieure. L'appareillage supérieur est constitué 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 3.8 kg.

3.3.3. Éléments Factices en Graphite

Les réflecteurs des neutrons représentent un élément primordial des réacteurs nucléaires et constituent un de plusieurs éléments employés pour contrôler la physique de la réaction de fission dans le combustible en uranium. Les réflecteurs lissent le flux de neutrons en renvoyant vers le cœur des neutrons qui s'en échapperaient, encourageant une combustion plus consistante de combustible et un fonctionnement plus efficace.

En plus du réflecteur annulaire en graphite extérieur qui entoure le cœur du TRIGA, celui-ci est équipé de dix-sept éléments réflecteurs en graphite remplissant les positions vides des grilles qui ne sont pas occupées par les éléments modérateurs-combustibles ou par d'autres composants. Ces éléments réflecteurs sont de mêmes dimensions et de même conception que les éléments modérateurs-combustibles, mais ils sont remplis de graphite et gainés d'aluminium.

3.3.4. Plaques de Positionnement

Les deux plaques permettent la circulation d'eau de refroidissement par la convection naturelle autour des éléments combustibles pour évacuer la chaleur générée par la fission. Nous distinguons la plaque supérieure en aluminium d'épaisseur 3.175 cm et de diamètre d'environ 55.254 cm. Elle permet de positionner de manière très précise les composantes du cœur dans le sens latéral. Il y a cent vingt et un trous d'un diamètre de 3.175 cm en six bandes hexagonales autour du trou central pour localiser les éléments modérateurs-combustibles, les éléments factices en graphite, les barres de contrôle, le tube guide et le tube de transfert pneumatique. Il y a 6 trous de 1.58 cm à proximité de l'anneau-G de la plaque de réseau pour localiser et soutenir le porte-source de neutrons à des positions alternées.

Une section hexagonale peut être retirée du centre de la plaque supérieure de réseau pour insérer les spécimens jusqu'à 11.2 cm de diamètre. Deux autres sections sont coupées de la plaque supérieure de réseau pour insérer les spécimens jusqu'à 6.1 cm de diamètre.

La plaque inférieure de forme hexagonale est également réalisée en aluminium, d'épaisseur 3.175 cm. Elle supporte tout le poids du cœur et permet d'obtenir un espacement précis entre les éléments modérateurs-combustibles. Elle est maintenue par six blocs de diamètre 0.925 cm en acier inoxydable soudés à une virole qui est, elle-même, soudée au conteneur du réflecteur. Les trous de la plaque inférieure sont alignés sur les trous des éléments combustibles de la plaque supérieure.

3.3.5. Plaque de Sécurité

La plaque de sécurité en aluminium de 2.5 cm d'épaisseur est fournie pour exclure la possibilité de chute de barres de commande hors du cœur. Elle est boulonnée à une virole qui est soudée au revêtement intérieur du réflecteur et placée à 41.1 cm en dessous de la partie supérieure de la plaque inférieure.

3.3.6. Barres de Contrôle

Les barres de commande cylindriques avec un matériau absorbant neutronique qui sont utilisées dans les réacteurs de type TRIGA sont insérées dans les diverses positions de cœur au lieu d'un élément combustible cylindrique pour réaliser le contrôle de réactivité. Ce contrôle est assuré à l'aide de cinq barres : une barre de pilotage et quatre barres de compensation dont l'une remplit le rôle de sécurité. Ces barres sont gainées de tubes en acier inoxydable 304 de longueur 109 cm et de diamètre 3.4 cm. La partie inférieure de chaque barre est constituée respectivement par un vide de 16.5 cm et du combustible U-ZrH_{1.6} de 38.1 cm de longueur. La partie centrale

est un absorbeur de neutrons (carbure de bore sous forme solide) de longueur 38.1 cm. La partie supérieure d'environ 15 cm de long est totalement vide. Une barre de contrôle typique avec un prolongateur de combustible, en position insérée et en position retirée, est représentée sur la Figure 3.4.

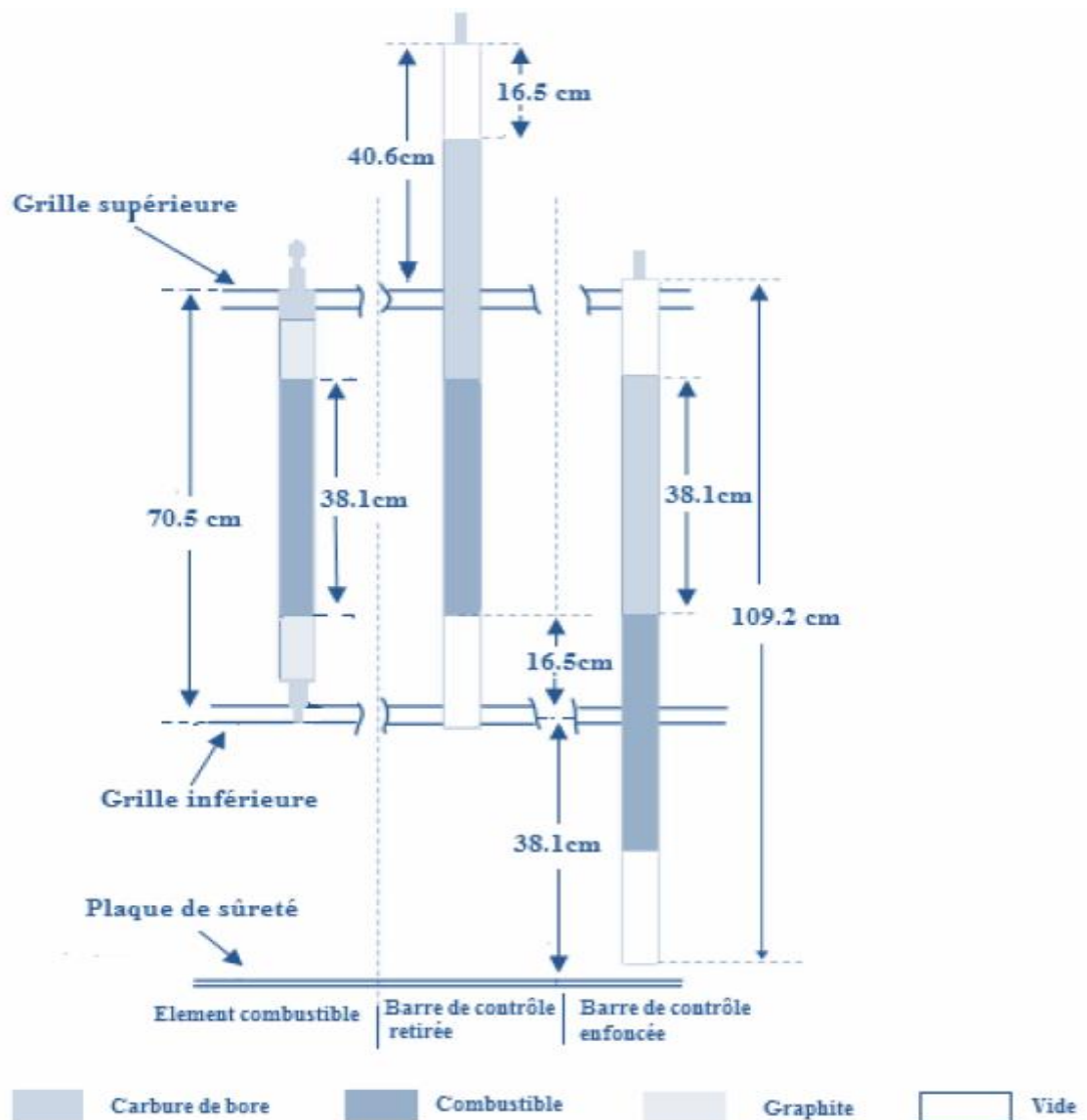


Figure 3.4. Barre de commande typique avec un prolongateur de combustible.

3.3.7. Réflecteur

Les matériaux de réflecteur des neutrons autour du cœur et l'absence ou la présence des éléments réflecteurs en graphite dans les positions vides de combustible affectent également la masse critique du réacteur assez fortement.

Le réflecteur est un bloc annulaire en graphite qui entoure radialement le cœur. Il a une épaisseur de 21cm, un diamètre extérieur de 94 cm et une hauteur de 53 cm. Son périmètre intérieur est de forme hexagonale avec une distance entre les faces d'environ 53 cm. le graphite est encerclé d'une couche de plomb de 6.3 cm d'épaisseur pour minimiser l'échauffement du béton de protection par rayonnement gamma. Le graphite et le plomb sont scellés dans une enveloppe en aluminium étanche à l'eau.

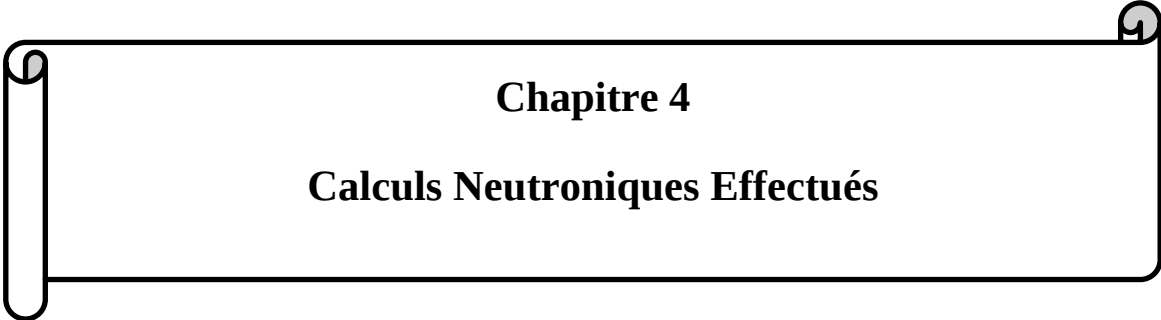
3.4. Conclusion

Nous avons dans cette section introduit les principaux éléments constitutifs du réacteur de recherche TRIGA MARK-II. Une principale caractéristique du réacteur TRIGA MARK-II est que sa conception a été développée par General Atomic (GA) de telle manière à pouvoir être améliorée à un niveau de puissance stationnaire de 3 MW avec un refroidissement forcé. Pour travailler sur la conception d'un nouveau réacteur TRIGA MARK-II de 3 MW en respectant toutes les précautions de sécurité, nous aurons besoin d'une étude approfondie de chacun des composants du réacteur TRIGA MARK-II au niveau neutronique- thermohydraulique.

Les résultats qui seront présentés dans la section suivante sont fondés sur le réacteur TRIGA MARK-II.

3.5. Références

- [46] IAEA, History, Development and Future of TRIGA Research Reactors. Technical Reports Series N° 482, Vienna, 2016.
- [47] Mohammed Mghar, Étude des Paramètres Cinétiques du Réacteur TRIGA Mark II du Maroc et Simulation d'un Nouveau Collimateur Adéquat à la Technique PGAA, Moyennant le Code Monte-Carlo", Thèse de doctorat, Université Mohammed V, 2017.
- [48] Benmansour Laila, Étude Neutronique de Réacteurs Nucléaires : Calcul Complet du Réacteur TRIGA MARK II & Calculs de Coefficients de Température (Qualification du Code WIMS). Projet de fin d'études, École Mohammadia d'Ingénieurs, Rabat, 1992.
- [49] ENS, International Topics and Overview on New Projects and Fuel Developments. European Research Reactor Conference (RRFM), Hamburg, Germany, 2008.
- [50] Ossama Merroun, Développement d'un Code de Calcul Thermohydraulique pour les Réacteurs Refroidis à Eau Sous Convection Naturelle, Application à l'Analyse Thermohydraulique d'un Réacteur TRIGA MARK-II DU CENM. Thèse de doctorat, Université Abdelmalek Essaadi, 2009.

A decorative border resembling a scroll, with a vertical strip on the left and rounded corners on the right.

Chapitre 4

Calculs Neutroniques Effectués

Jusqu'à présent, nous avons posé non seulement les éléments principaux de la physique des réacteurs nucléaires, mais aussi passé en revue quelques outils numériques les plus récents dont nous disposons pour résoudre l'équation du transport, ainsi que les éléments constitutifs du réacteur de recherche TRIGA MARK-II.

Nous présenterons tous les calculs ayant été effectués pour étudier les paramètres neutroniques du TRIGA MARK-II en utilisant les codes déterministes DRAGON Version5/TRIVAC Version5 et le code Monte-Carlo MCNP5. Nous nous intéresserons aussi à la vérification de l'applicabilité des codes déterministes à l'analyse du Réacteur TRIGA MARK-II et à la stratégie d'augmenter le facteur de multiplication effectif de la population neutronique sans changer la taille de ce réacteur.

4.1. Calcul des Paramètres Neutroniques du Réacteur TRIGA MARK-II en utilisant les Codes DRAGON/ TRIVAC

4.1.1. Introduction

Dans le Royaume du Maroc, plusieurs études neutroniques du cœur du réacteur TRIGA MARK-II ont été réalisées via le code de Monte Carlo ou la combinaison des codes comme le code du taux de combustion nucléaire développé à l'interne appelé BUCAL1, tandis que l'utilisation des codes déterministes pour l'analyse des paramètres neutroniques est presque négligée. Dans cette intention, nous avons effectué une étude sur ce réacteur de recherche via le code DRAGON afin d'exploiter les bases de données obtenues dans les calculs de ces paramètres en utilisant les codes DRAGON/TRIVAC. Ces codes déterministes ont déjà été utilisés pour les calculs dépendant du taux de combustion nucléaire du niveau d'assemblage et du niveau de cœur complet du réacteur de recherche de type plaque JRR-3M.

L'objectif de cette recherche est de simuler le cœur du réacteur de recherche TRIGA MARK-II en utilisant les codes DRAGON Version5/TRIVAC Version5 afin de déterminer les paramètres neutroniques. En outre, notre intention est d'examiner également l'applicabilité de ces codes à l'analyse du réacteur nucléaire marocain TRIGA MARK-II avec les caractéristiques de la géométrie hexagonale et de la forte hétérogénéité. En outre, ces codes déterministes mènent les modèles de la pensée nécessaires à comprendre les interactions complexes des matériaux et des processus physiques en comparaison avec les codes de Monte Carlo effectuant la tâche d'analyse très bien, mais souvent n'offrent pas cet aperçu sur les interactions des processus physiques visés. Cette compréhension des processus permettra d'élaborer un code de diffusion pour un cas hexagonal et de l'appliquer au réacteur TRIGA MARK-II du Maroc.

Dans cette section, les analyses se focalisent sur les calculs du taux de combustion nucléaire d'un élément de combustible standard et d'un cœur TRIGA MARK-II à deux dimensions et sur le calcul du paramètre (k_{eff}) d'un cœur tridimensionnel. Les calculs sont basés sur la configuration hexagonale. Avant de présenter et d'analyser les résultats issus de codes neutroniques déterministes DRAGON Version5 et TRIVAC Version5, nous exposons quelques éléments neutroniques et les méthodologies utilisées dans les calculs de ces paramètres.

4.1.2. Taux de Combustible Nucléaire

La composition initiale d'un élément de combustible dépendra de la source de combustible. Le combustible fondamental dans la plupart des réacteurs en service est directement développé à partir de l'uranium. Autrement dit, L'uranium est la principale matière première pour l'énergie nucléaire. L'uranium naturel se compose de ^{238}U (99.275%), ^{235}U (0.720%) et traces de ^{234}U (0.005%) [1, 40, 42, 51-52]. Comme indiqué dans le Chapitre 1, les principales matières fissiles sont les isotopes ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu . Cette matière fissile est mélangée avec quelques matières fertiles ou diluantes. Ce mélange est généralement appelé combustible. Par conséquent, le combustible peut être utilisé sous la forme de l'oxyde d'uranium (UO_2) ou sous la forme d'un alliage d'uranium-zirconium ou sous la forme d'un mélange d'oxydes d'uranium et de plutonium (MOX) dont la teneur en plutonium varie. Dans ce combustible, la teneur en ^{235}U variant de 0.72% à plus de 90%, selon l'enrichissement. Un poison neutronique peut être également intégré dans certains crayons.

Pendant le fonctionnement d'un réacteur nucléaire, un certain nombre de changements se produisent dans la composition du combustible. Les divers noyaux présents dans le combustible se transforment par capture de neutrons et décroissance subséquente. Pour un réacteur utilisant du combustible à uranium, ce processus produit une variété d'éléments transuraniens de la série des actinides du tableau périodique. Pour un réacteur utilisant du combustible à thorium, un certain nombre d'isotopes d'uranium sont produits. L'événement de fission détruit un noyau fissile, naturellement, et dans le processus produit deux produits de fission de masse intermédiaire. Les produits de fission tendent à être riches en neutrons et à se désintégrer par la suite en émettant une particule bêta ou un neutron (généralement accompagnée de l'émission gamma) et à subir la capture des neutrons pour se transformer en un isotope plus lourd, qui subit lui-même une désintégration radioactive et une transmutation neutronique, et ainsi de suite. Les noyaux fissiles également subissent la transmutation neutronique par l'intermédiaire de la capture radiative suivie de la désintégration ou la transmutation supplémentaire. La **Figure 4.1** illustre un diagramme simplifié de la transmutation- désintégration d'uranium-238.

séparé, il est tout à fait impossible de séparer les différents isotopes de plutonium entre eux par les moyens chimiques, ainsi l'effet négatif de la réactivité de ^{242}Pu est exacerbé si le plutonium est recyclé avec l'uranium.

En physique des réacteurs nucléaires, le taux de combustion nucléaire est une mesure du nombre d'atomes du combustible qui ont subi la fission. Il est normalement indiqué en mégawatt-jour par tonne métrique de métal lourd (MWj/THM), ou son équivalence gigawatt-jour/T (GWj/THM). L'unité GWj/THM est la puissance thermique moyenne, multipliée par le temps de fonctionnement, et divisée par la masse du lourd impliqué. Cela donne une mesure approximative du nombre d'événements de fission nucléaire qui ont eu lieu dans le combustible.

Comme nous l'avons indiqué au début, le combustible peut être en uranium, en plutonium, ou un mélange de ces deux ou l'un ou l'autre ou les deux avec le thorium. Cette teneur en combustible est souvent désignée sous le terme du métal lourd (seuls les noyaux qui peuvent fissionner pour produire l'énergie) pour les distinguer d'autres éléments présents dans le combustible, tels que l'oxygène d'un oxyde de combustible ou ceux utilisés pour le gainage. Le métal lourd est typiquement présent soit sous la forme de métal ou soit sous la forme d'oxyde, mais d'autres composés tels que des carbures ou d'autres sels sont possibles. Dans une centrale électrique, le taux de combustion du combustible élevé est souhaitable pour :

- Minimiser le temps d'arrêt pour rechargement ;
- Réduire le nombre d'éléments combustibles nucléaires neufs nécessaires et les éléments combustibles nucléaires épuisés générés en produisant une quantité d'énergie donnée ;
- Réduire le potentiel de détournement du plutonium du combustible usé destiné à être utilisé dans des armes nucléaires, le plutonium produit est essentiellement ^{239}Pu qui est hautement fissile. La désintégration alpha de cet isotope mène également à la formation d' ^{235}U .

Il est également souhaitable que le taux de combustion nucléaire devrait être aussi uniforme que possible dans les éléments individuels combustibles et d'un élément à l'autre dans une charge de combustible. Dans les réacteurs avec le rechargement en ligne (comme dans le cas du réacteur CANDU), des éléments combustibles peuvent être repositionnés lors du fonctionnement pour atteindre cet objectif. Dans les réacteurs, en l'absence de cette possibilité, un positionnement fin des barres de contrôle pour équilibrer la réactivité dans le cœur, et un repositionnement du reste de combustible pendant les arrêts dans lesquels seule une partie de la charge de combustible est remplacée peuvent être employés.

4.1.3. Équations du Taux de Combustion et les Calculs du Burnup

Un paramètre très important dans les calculs de réacteur est la variation de la densité du nombre d'isotopes en fonction du temps. La simulation de cette évolution générale dépendante du temps d'un matériau nucléaire arbitraire exposé à un flux de neutrons implique la résolution des équations différentielles suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{dN_k(t)}{dt} = & -\langle \sigma_{a,k}(t)\phi(t) \rangle N_k(t) - \lambda_k(t)N_k(t) + \sum_{l=1}^L Y_{kl} \langle \sigma_{f,l}(t)\phi(t) \rangle N_l(t) \\ & + \sum_{l=1}^K m_{kl}(t)N_l(t) \end{aligned} \quad (4.1)$$

Les taux de réaction pour chaque réaction x sont calculés avec la formule suivante :

$$\langle \sigma_{x,l}(t)\phi(t) \rangle = \int_0^\infty \sigma_{x,l}(u)\phi(t,u)du \quad (4.2)$$

Avec :

Y_{kl} représente le rendement de fission qui est le nombre employé pour tenir compte de la probabilité que la fission de l'isotope l donne naissance à l'isotope k , $k = 1, \dots, K$, K le nombre d'épuisement des isotopes, L le nombre d'isotopes fissiles, $\phi(t, u)$ le flux de neutrons dépendant du temps et de la léthargie.

Dans ces équations, les soi-disant équations de Bateman pour le taux du changement dans le temps de la concentration du noyau k $N_k(t)$, le premier terme du côté droit est la disparition du nucléide k sous flux de neutrons $\phi(t)$ par capture ou fission avec $\sigma_{a,k}$ est la section efficace microscopique correspondante. Le deuxième terme du côté droit est la disparition du nucléide k par désintégration avec λ_k est sa constante de décroissance radioactive. Le troisième terme du côté droit est la production du nucléide k par la réaction nucléaire avec $\sigma_{f,l}$ est la section efficace microscopique correspondante. Le quatrième et dernier terme du côté droit est la production du nucléide k par désintégration d'un nucléide de type l avec m_{kl} est sa constante de décroissance radioactive.

Les équations 4.1 forment un système d'équations différentielles ordinaires couplées qu'on peut résoudre pour calculer les densités isotopiques après un pas de temps. Cependant, ces équations dépendent du flux de neutrons, qui à son tour dépend des densités isotopiques. Généralement,

la variation des densités isotopiques est suffisamment lente. Par conséquent, nous pouvons employer l'approximation adiabatique, qui consiste à utiliser la solution de l'équation de transport stationnaire. Cette approximation n'est plus admissible, par exemple, quand nous étudions les effets transitoires dus au mouvement d'un dispositif de réactivité.

Les méthodes numériques peuvent également être appliquées pour résoudre le système précédent des équations différentielles. Pour certains isotopes, nous pouvons également employer des modèles tels que le modèle de saturation pour optimiser les calculs.

Dans le module du code nucléaire DRAGON d'évolution du combustible EVO : deux algorithmes numériques sont implémentés pour résoudre les équations d'épuisement. Le système d'épuisement peut être solveur en employant soit un algorithme de Cash-Karp du cinquième ordre soit un algorithme de Kaps-Rentrop du quatrième ordre.

La solution des équations du burnup dépend des facteurs de normalisation de flux. Le code déterministe DRAGON peut effectuer l'évolution dans le cœur (burnup) ou des désintégrations hors du cœur avec un choix entre deux techniques de normalisation : un épuisement à flux constant, où les flux intégrés sur la léthargie au début du cycle et à la fin du cycle sont fixés à un F constant, ou un épuisement à puissance constante, où la puissance libérée par l'élément lourd initial au début du cycle et à la fin du cycle est fixée à une W constante. Dans les deux cas, les calculs d'épuisement doivent être effectués au niveau de réseau pour générer les sections microscopiques pour le cœur. Les sections efficaces sont alors tabulées avec le taux de combustion nucléaire et transmises au calcul de cœur. Les densités en nombre pour le cœur peuvent être récupérées soit du calcul de réseau ou, moins fréquemment, du calcul de cœur si le solveur contient un module d'épuisement dans le cœur. Le principe de l'épuisement demeure le même dans le réseau que dans le cœur.

4.1.4. Les Expressions de k_{eff} et k_{inf}

Le paramètre intégral le plus souvent employé dans les calculs de criticité est le facteur de multiplication effectif (k_{eff}) [52-53]. L'idée de cette grandeur vient du facteur de multiplication infini (k_{inf}) qui représente un réacteur qui est infiniment grand et par conséquent aucun neutron ne s'échappe du réacteur. Il est également l'un des paramètres neutroniques les plus essentiels pendant la conception et le fonctionnement des réacteurs de fission nucléaire. Ce facteur est gouverné par la composition des matériaux, la géométrie du cœur et les bibliothèques de données évaluées de réaction de neutrons utilisées. Pour décrire complètement le cycle de vie du neutron dans un réacteur réel et fini, il est nécessaire de tenir compte des neutrons qui

s'échappent. Le facteur de multiplication qui tient compte de ces neutrons est le paramètre k_{eff} et c'est une mesure de l'écart de la stabilité d'une réaction en chaîne de fission. Il est défini comme le rapport du nombre de neutrons produits dans une génération au nombre de neutrons perdus par l'absorption et la fuite dans la génération précédente. Ils sont mathématiquement exprimés par :

$$k_{\text{inf}} = \frac{\text{Production}}{\text{Absorption}}$$

$$k_{\text{eff}} = \frac{\text{Production}}{\text{Absorption} + \text{Fuite}}$$

La production des neutrons est due à la fission, l'absorption est toutes les réactions possibles induites par le neutron qui ne produisent pas un autre neutron et la fuite est les neutrons qui s'échappent du cœur sans être absorbés. La réactivité ρ est définie à partir de ce coefficient de la façon suivante :

$$\rho = \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}}$$

Nous pouvons distinguer trois états différents du réacteur en utilisant le facteur de multiplication effectif :

Un réacteur est dit critique lorsque sa réactivité est nulle ($\rho = 0$). Si la réactivité est négative ($\rho < 0$), il est sous-critique et le nombre de neutrons émis par fission ne compense pas les neutrons qui disparaissent. À l'inverse, il est dit sur-critique lorsque sa réactivité est positive, correspondant à $\rho > 0$.

Les coefficients de multiplication peuvent également être exprimés comme le produit des facteurs :

$$k_{\text{inf}} = \varepsilon \cdot p \cdot f \cdot \eta$$

$$k_{\text{eff}} = k_{\text{inf}} \cdot W_{th} \cdot W_f$$

Où ε est le facteur de la contribution due aux fissions de noyaux fertiles se produisant par les neutrons rapides, p la probabilité que l'absorption des neutrons se produit dans le combustible, f la probabilité qu'un neutron absorbé dans le combustible soit absorbé particulièrement par un noyau fissile, η le nombre moyen de neutrons émis après l'absorption dans un noyau fissile, W_{th} la probabilité de non-fuite thermique et W_f la probabilité de non-fuite rapide.

4.1.5. Méthodologie de Calcul et Géométrie Simulée

La simulation du TRIGA MARK-II qui est un réacteur de recherche modéré et refroidi à l'eau légère et doté d'un réflecteur en graphite avec une puissance nominale de 2 MW a été réalisée avec le code DRAGON Version5. Dans tous les cas, la température moyenne du combustible a été fixée entre 300°K et 600°K pour le reste des structures (gaine, éléments de graphite, modérateur, etc.). Dans cette section, nous introduisons les options de calcul utilisées dans le code DRAGON Version5 et nous présentons ensuite les résultats obtenus par la simulation DRAGON Version5 de la configuration à 2D du TRIGA avec les barres de contrôle insérées ou retirées à la **Figure 4.3** et la géométrie à 2D de l'élément standard de combustible de ce réacteur à la **Figure 4.2**. Un rappel sur les données de la géométrie et de la composition des matériaux des éléments standards de combustibles et des éléments prolongateurs de combustible est fait dans le **Tableau 4.1**.

Le code de réseau DRAGON, présenté en détail dans la Section 2 du Chapitre 2, est très utilisé pour générer des propriétés macroscopiques de quelques groupes pour les calculs du cœur de réacteur. Le DRAGON est divisé en plusieurs modules de calcul par le GAN generalized driver. Les calculs sont effectués ici dans le code DRAGON version5 en utilisant la bibliothèque des données nucléaires ENDFB-VII.0 évaluées (États-Unis), publiée en 2006. 172 groupes d'énergie sont choisis pour tous calculs. Les calculs d'autoprotection ont été exécutés par le module SHI s'appuyant sur la méthode généralisée de Stammeler avec l'option de Livolant et Jeanpierre (JL). Le module NXT qui est fondé sur la méthode de probabilité de collision a été utilisé pour résoudre l'équation du transport de neutrons. Le module EVO a été utilisé pour exécuter les calculs du taux de combustion nucléaire. En outre, les autres modules (LIB, GEO, ASM, FLU et EDI) ont été également utilisés. Enfin, le module PSP pour générer des images PostScript pour les géométries à 2D a été utilisé. Dans les deux cas, les conditions frontières réfléchissantes sont employées.

Pour les simulations MCNP5, 10000 particules par génération et la même bibliothèque des données nucléaires que celle employée dans le DRAGON Version5 sont utilisées dans tous les cas.

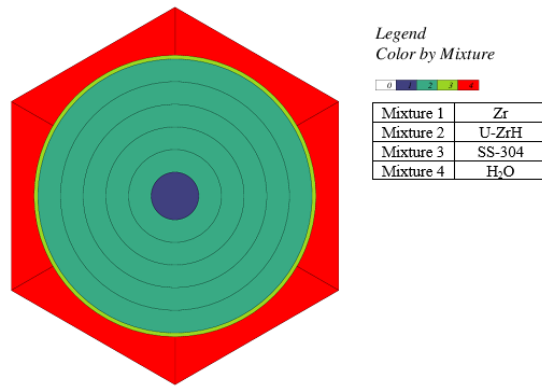


Figure 4.2. Simulation DRAGON Version 5 de la géométrie à 2D de l'élément standard de combustible.

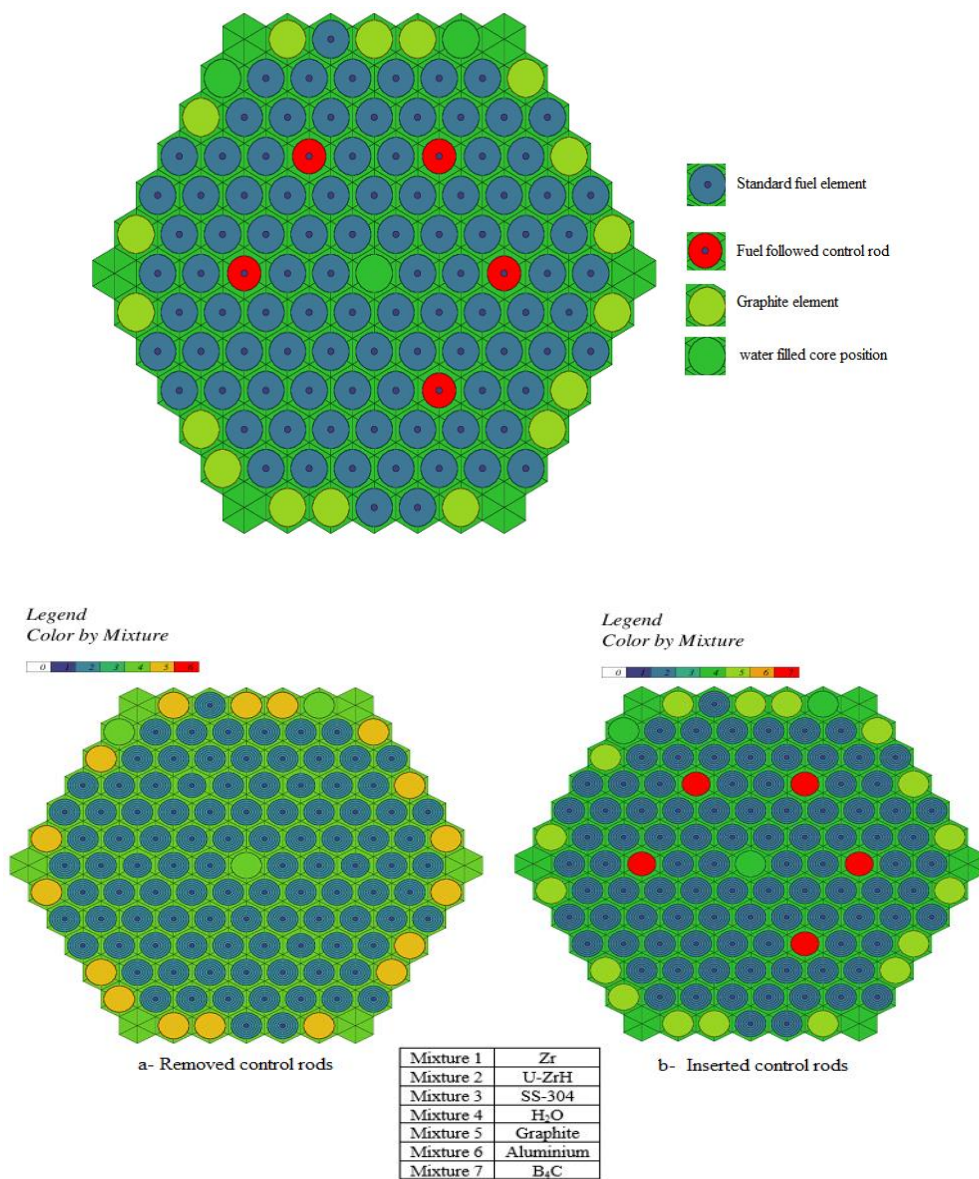


Figure 4.3. Configuration du cœur du réacteur marocain TRIGA à 2D via le code DRAGON Version5.

Tableau 4. 1. Les données sur la géométrie et la composition des matériaux des éléments standards de combustibles et prolongateurs de combustible.

	Élément combustible (cm)	Élément prolongateur de combustible (cm)
Diamètre extérieur	3.76	3.44
Diamètre de combustible	3.65	3.33
Épaisseur de gaine	0.0508	0.0508
Diamètre de barre en zirconium	0.6350	0.6350
Teneur en uranium dans U-ZrH	8.5 wt %	

4.1.6. Résultats et Interprétations

4.1.6.1. Cas de l'Épuisement du Combustible de l'Élément Standard à 2 Dimensions

La configuration étudiée d'un élément de combustible standard à 2D a été présentée sur la **Figure 4.2**. Les valeurs du k_{inf} fournies par MCNP5 et DRAGON Version5 sont indiquées dans le **Tableau 4.2**. Les résultats de MCNP5 et de DRAGON Version5 concordent avec l'erreur relative étant de l'ordre de -0.345 %. Il est important de noter que les empoisonnements xénon et samarium sont nuls dans le combustible initial. Les densités isotopiques de ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{149}Sm et ^{135}Xe dans l'élément combustible sont présentées à la **Figure 4.7**. L'analyse de la sensibilité de quelques éléments est indiquée à la **Figure 4.8**.

Les variations des sections efficaces macroscopiques en fonction des énergies de groupe au début (BOC) et à la fin (EOC) du cycle de combustion nucléaire sont données à la **Figure 4.9**. Les **Figures 4.5** et **4.6** représentent le spectre des neutrons au début et à la fin du cycle de combustion nucléaire et la distribution du flux neutronique respectivement.

Après le calcul critique de l'élément combustible à 2D, le calcul d'épuisement est effectué par DRAGON Version5. Les évolutions du k_{inf} sont illustrées sur la **Figure 4.4**. Au début, il y a la forte pente typique du k_{inf} , et ensuite l'évolution est plus lisse. Le taux de combustion nucléaire atteint 107675.5 MWj/tU quand le k_{inf} est inférieur à 1.

Tableau 4. 2. k_{inf} de MCNP5 et de DRAGON Version5 pour l'élément combustible à 2D.

Code	k_{inf}	Erreur relative (%)
MCNP5	1.39258 $\pm$ 0.00022	-----
DRAGON.v5	1.38778	-0.345

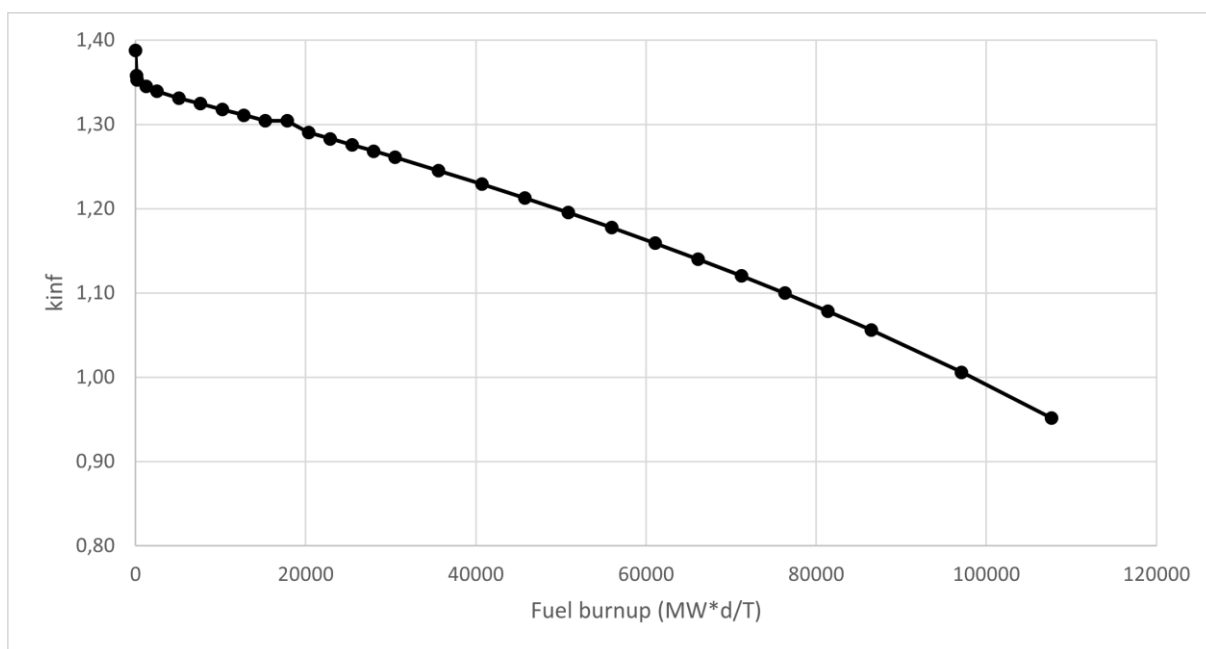


Figure 4.4. Évolutions du k_{inf} pour l'élément combustible à 2D via DRAGON Version5.

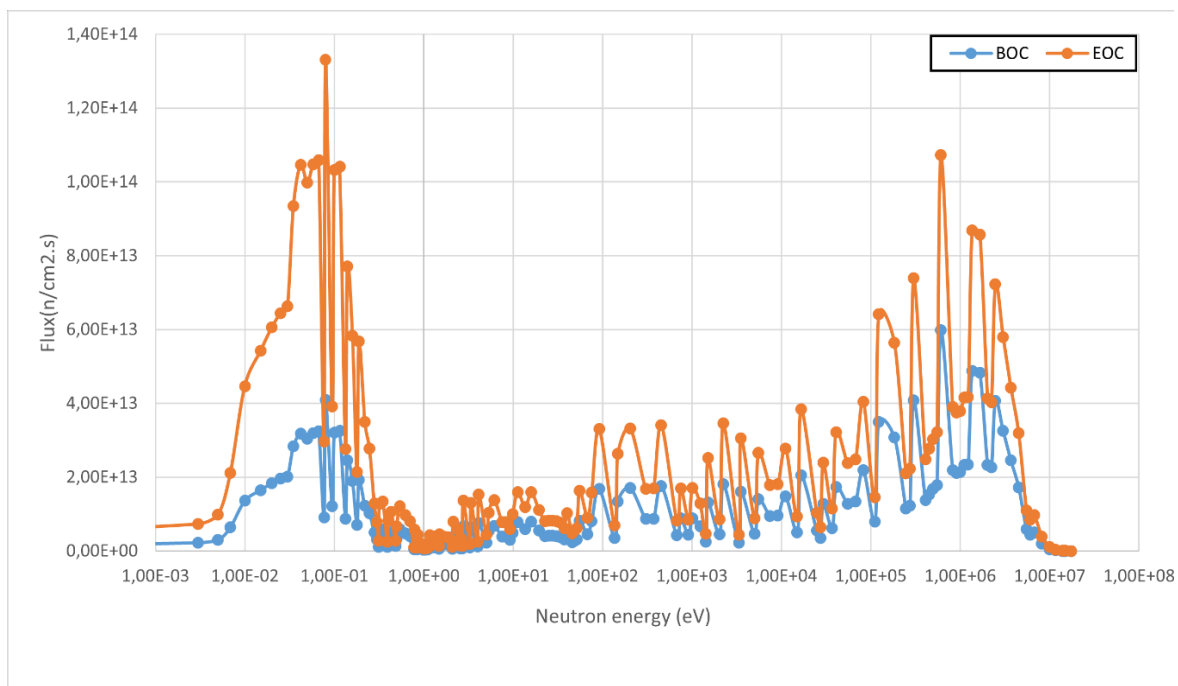


Figure 4.5. Spectre des neutrons au début et à la fin du cycle de combustion nucléaire.

Legend

Color by Flux: fully condensed

$9.68E+01 + (i-1)*2.15E-01 < Flux(i) \leq 9.68E+01 + i*2.15E-01$

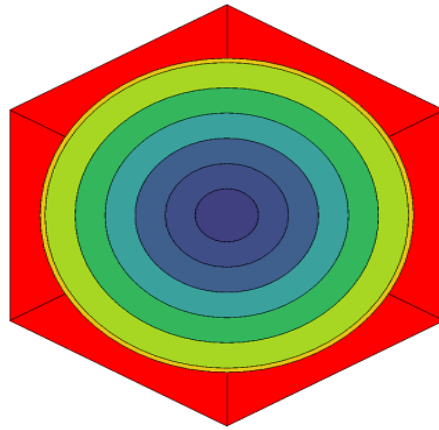
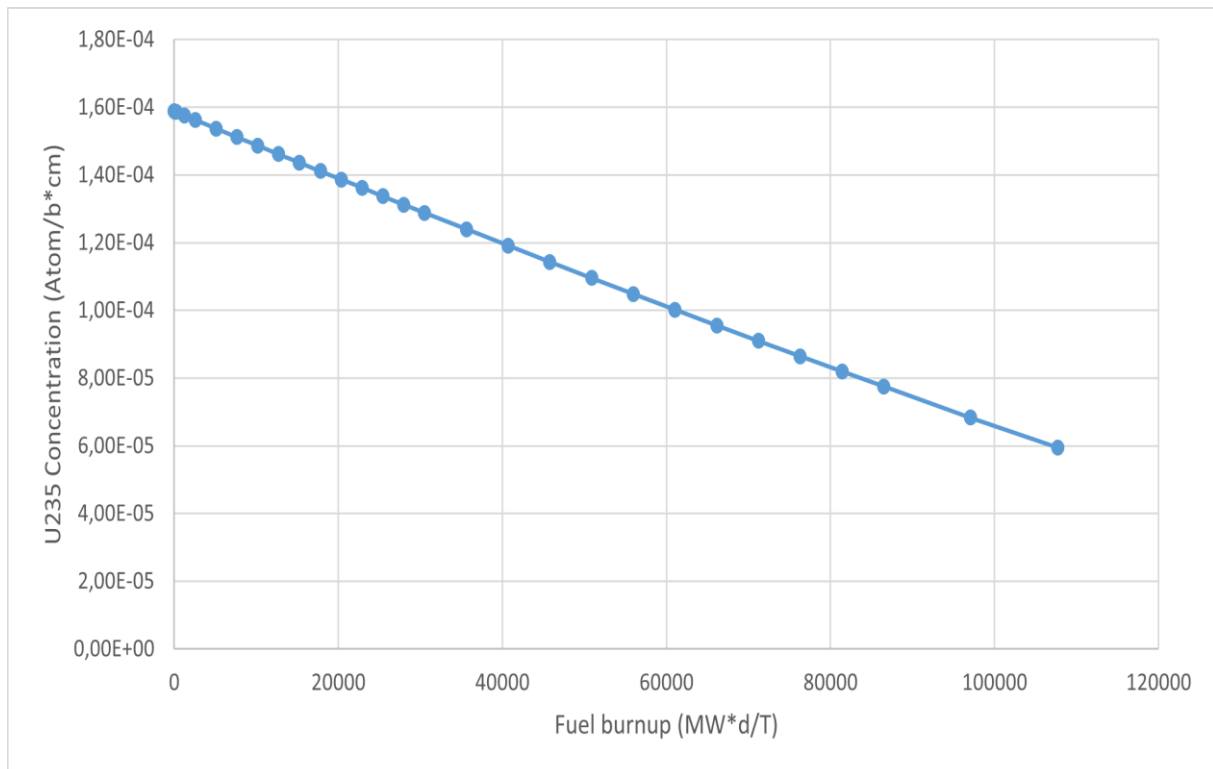
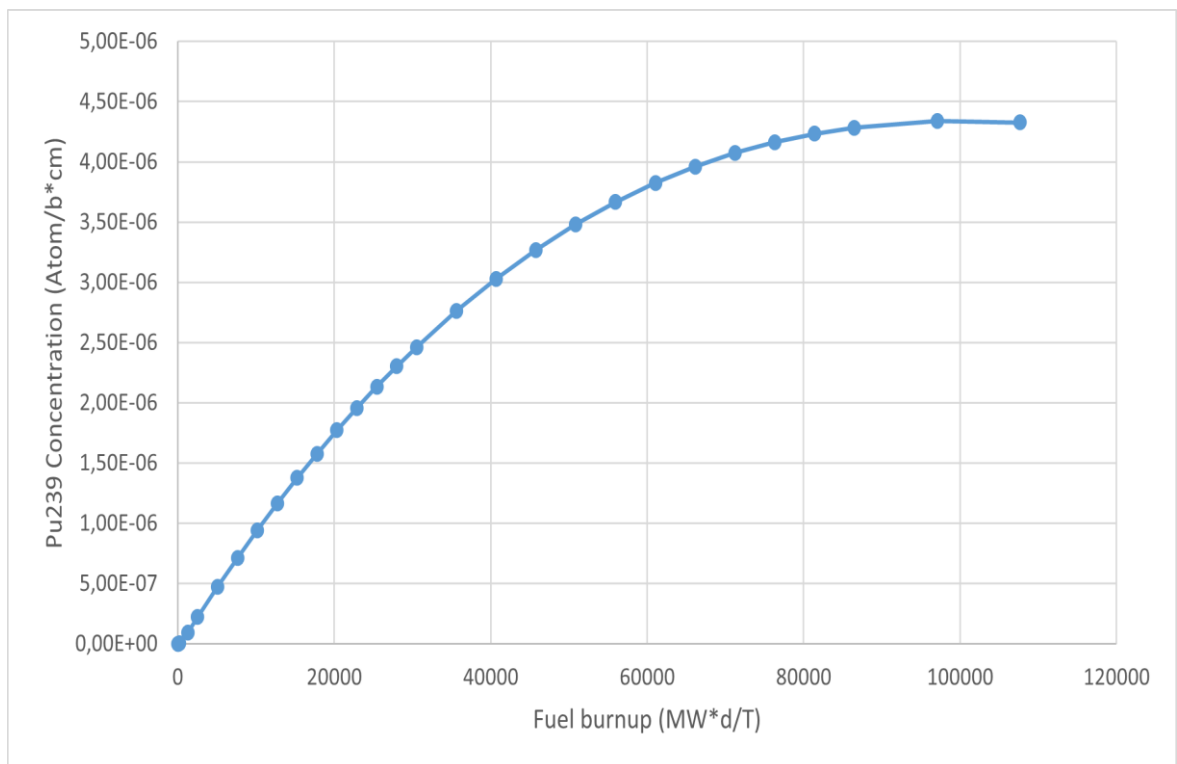
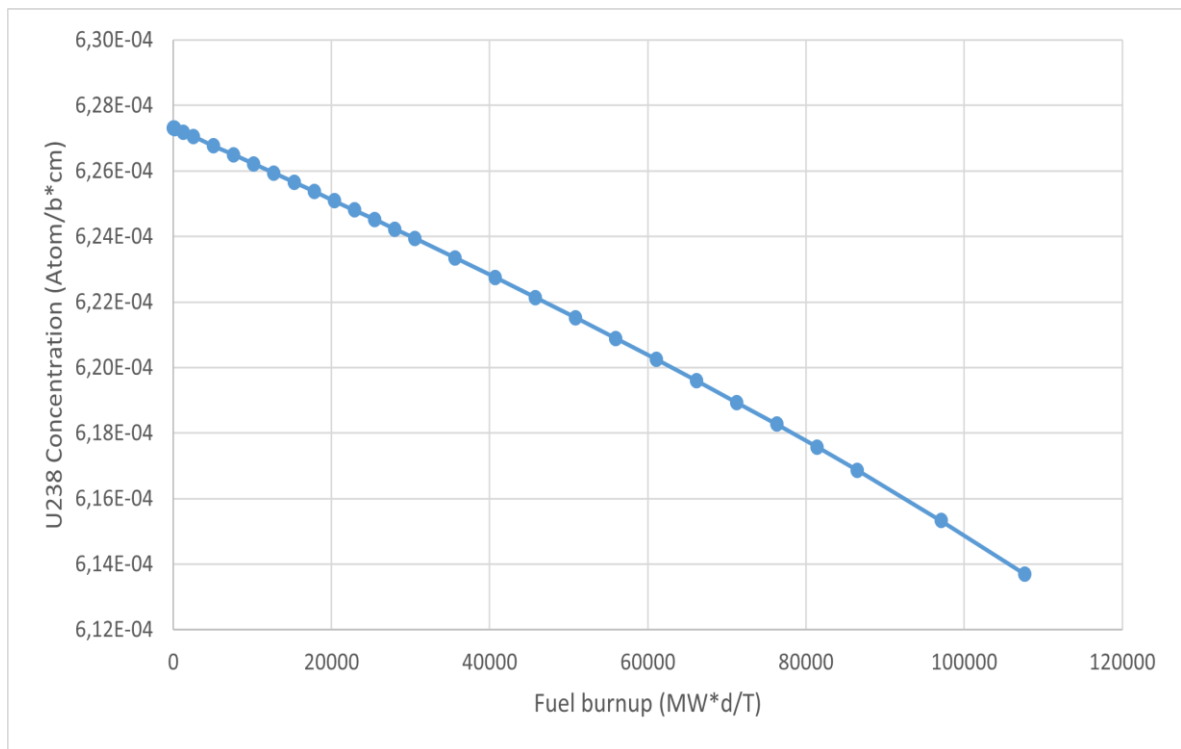
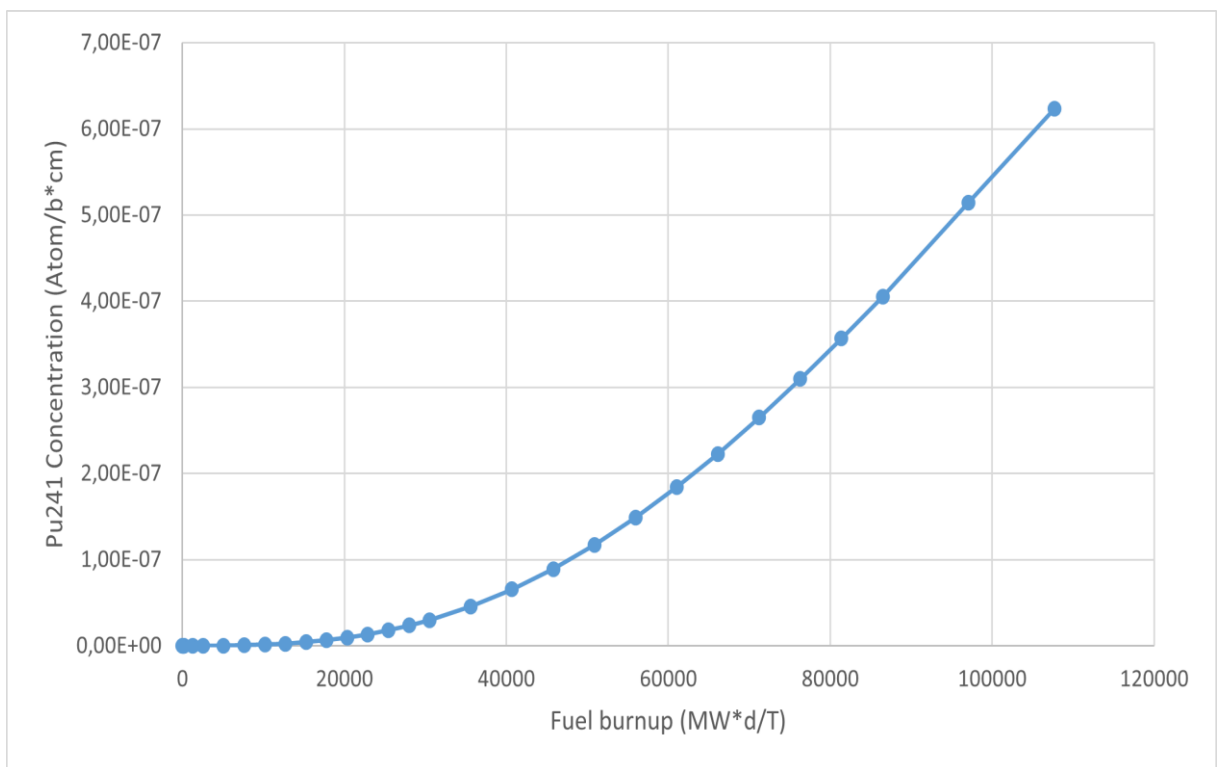
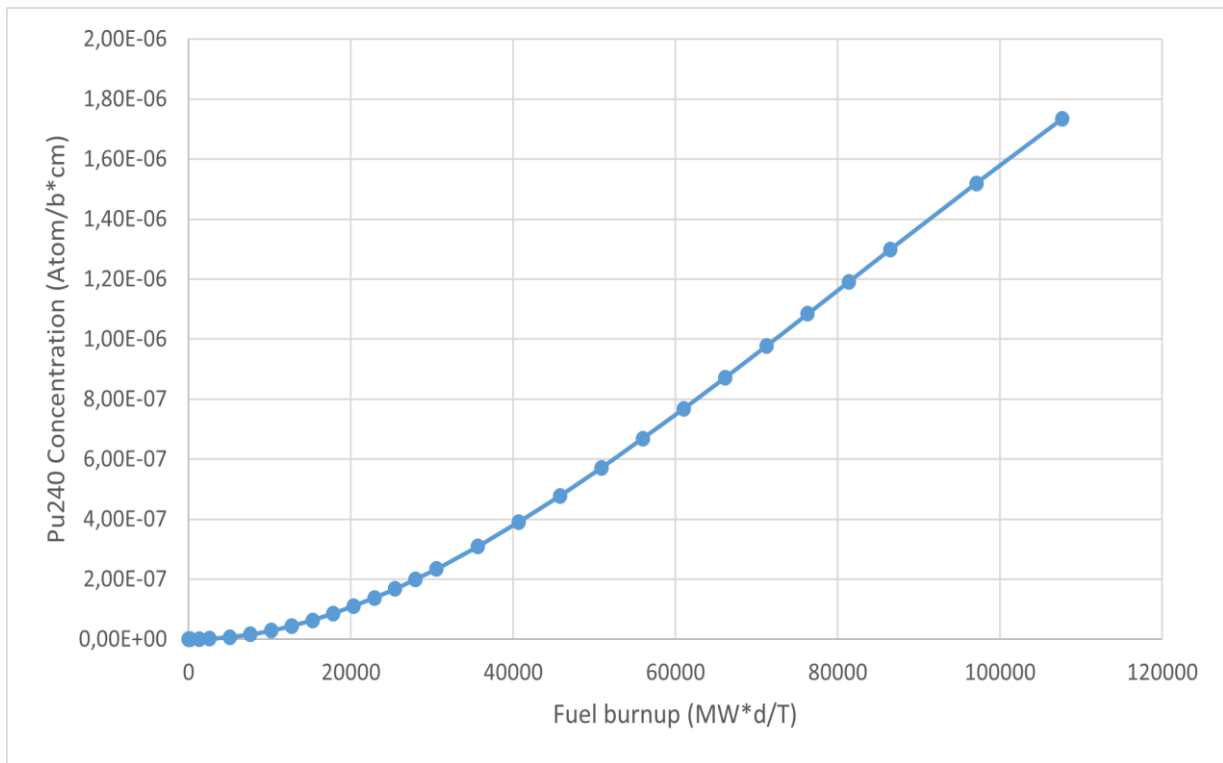


Figure 4.6. Distribution du flux neutronique.







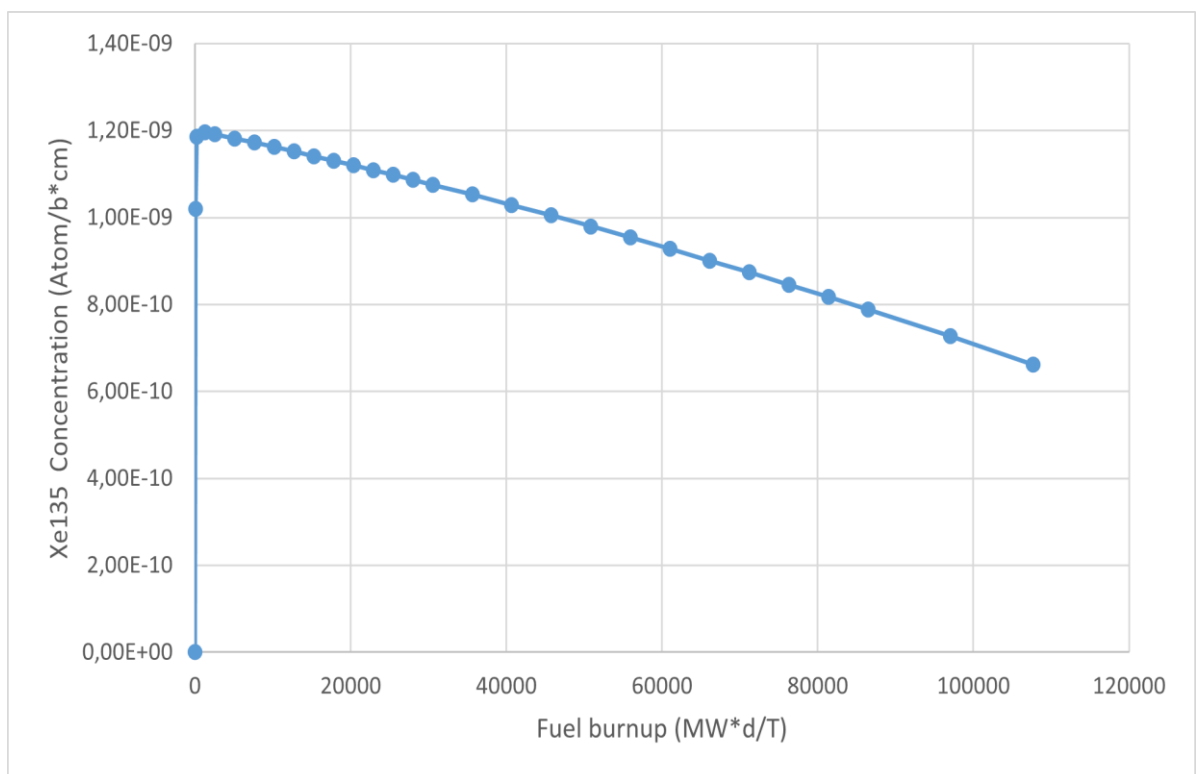
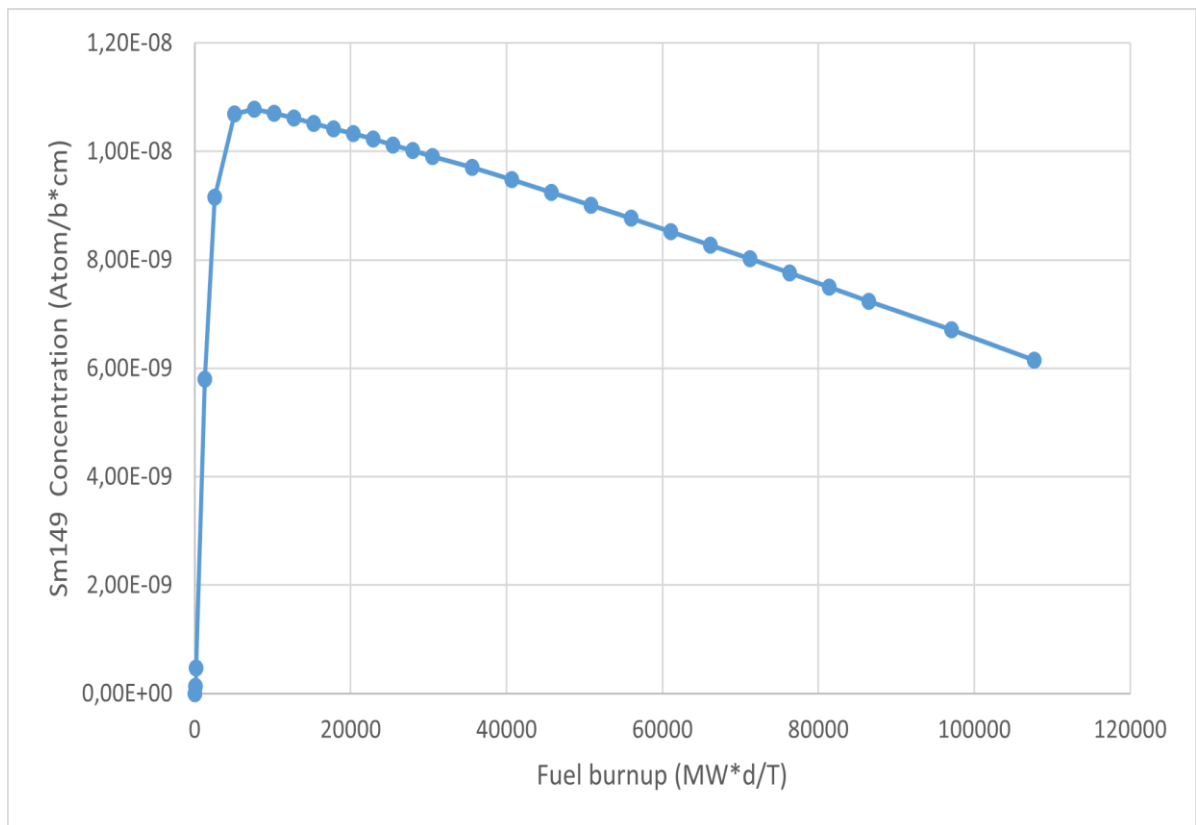
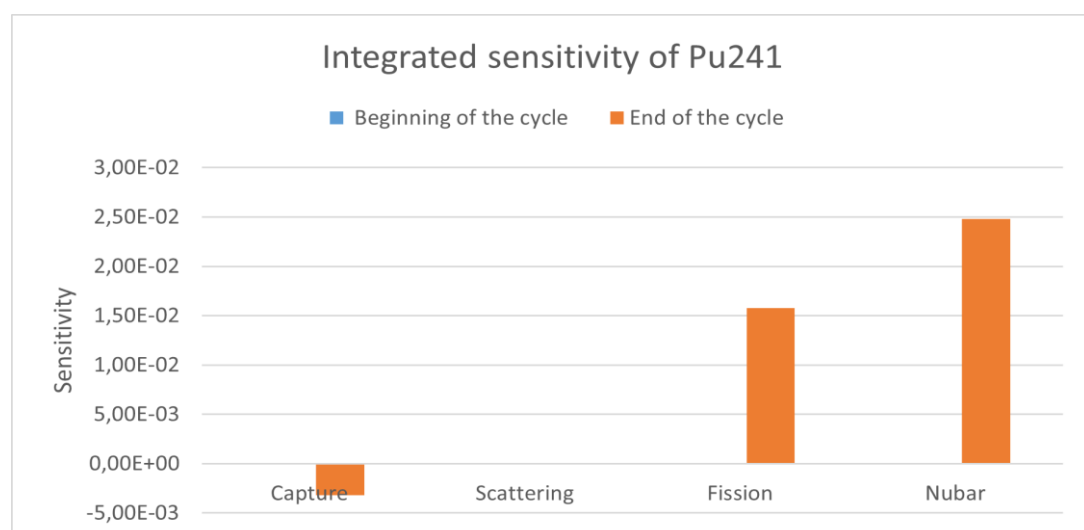
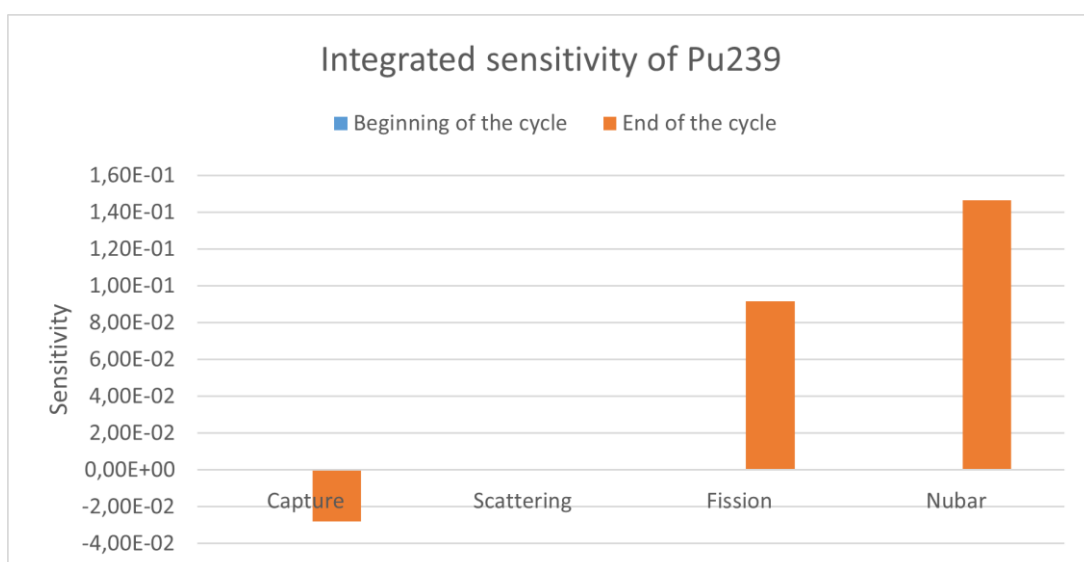
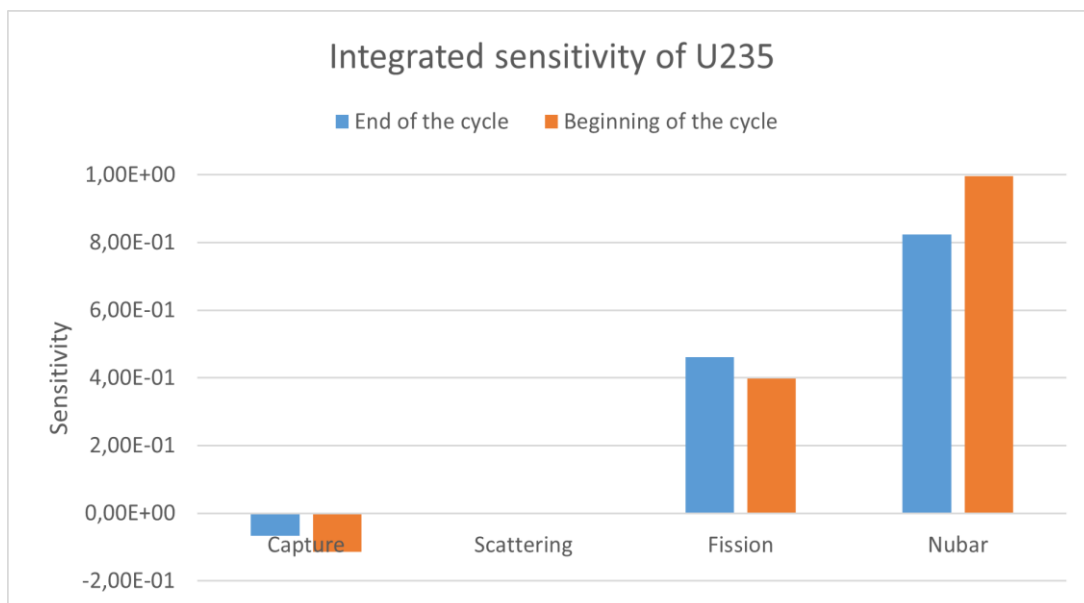


Figure 4.7. Évolutions des densités atomiques des isotopes via DRAGON Version5.



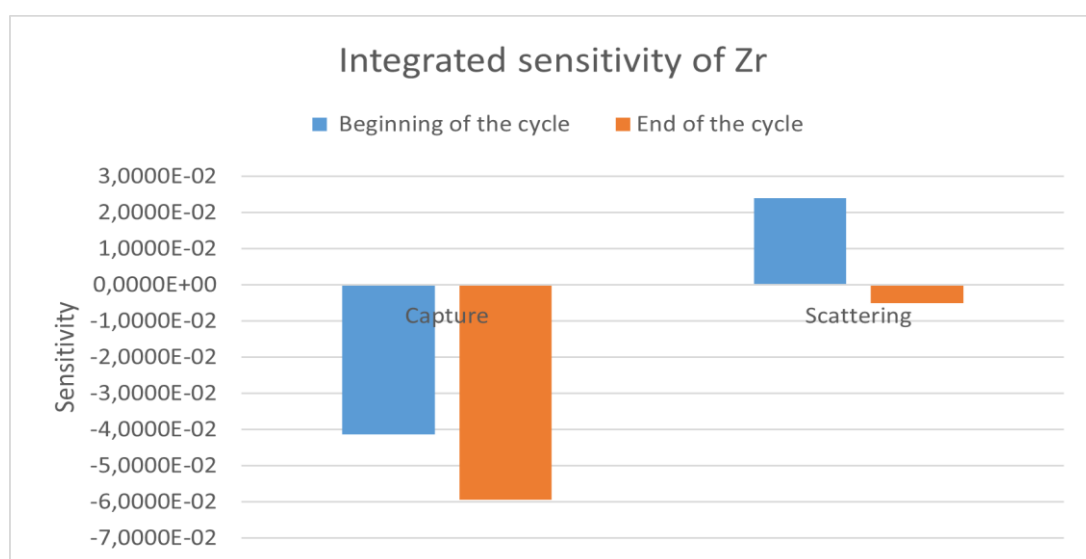
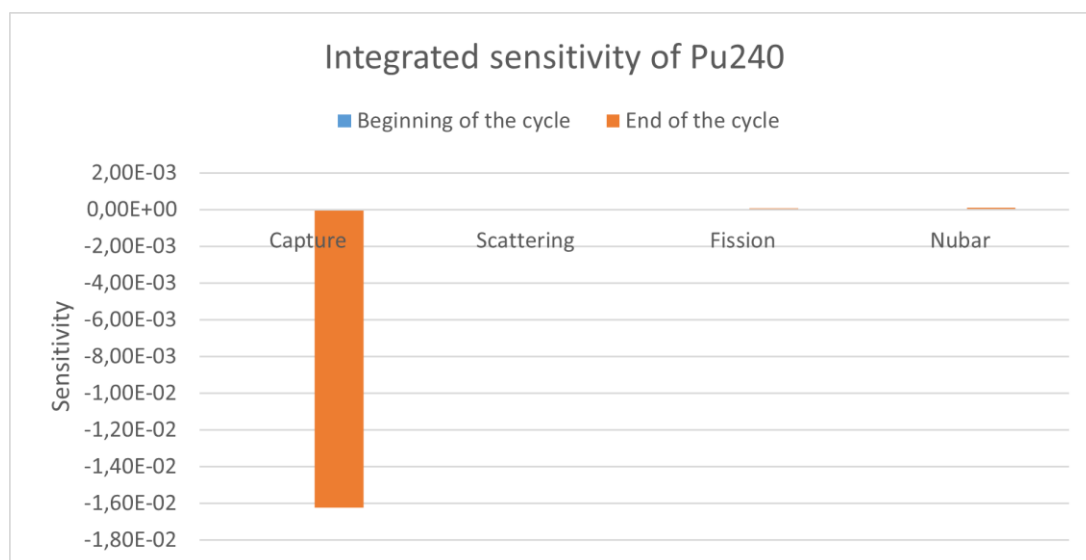
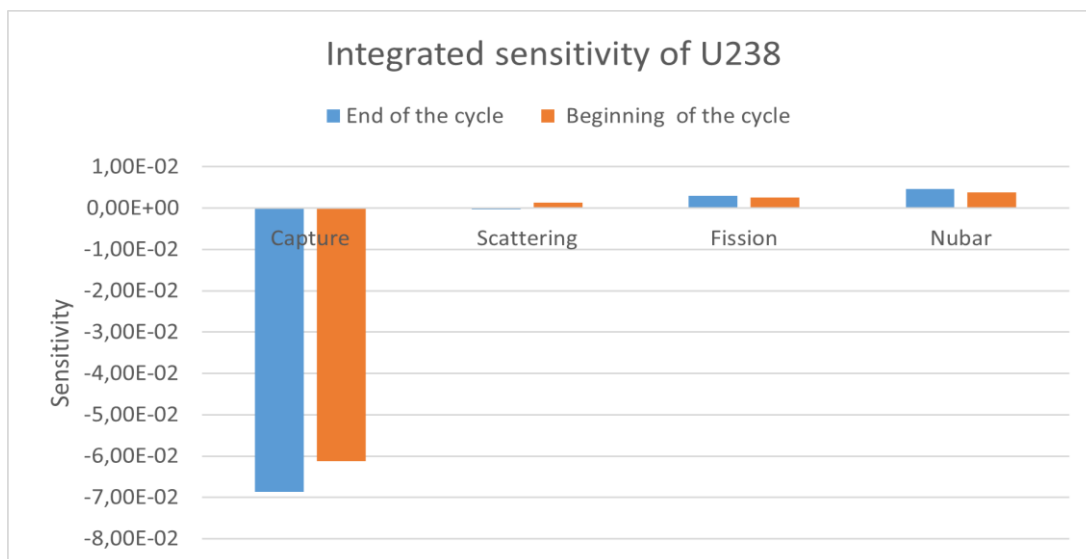


Figure 4.8. Analyse de la sensibilité de quelques éléments via DRAGON Version5.

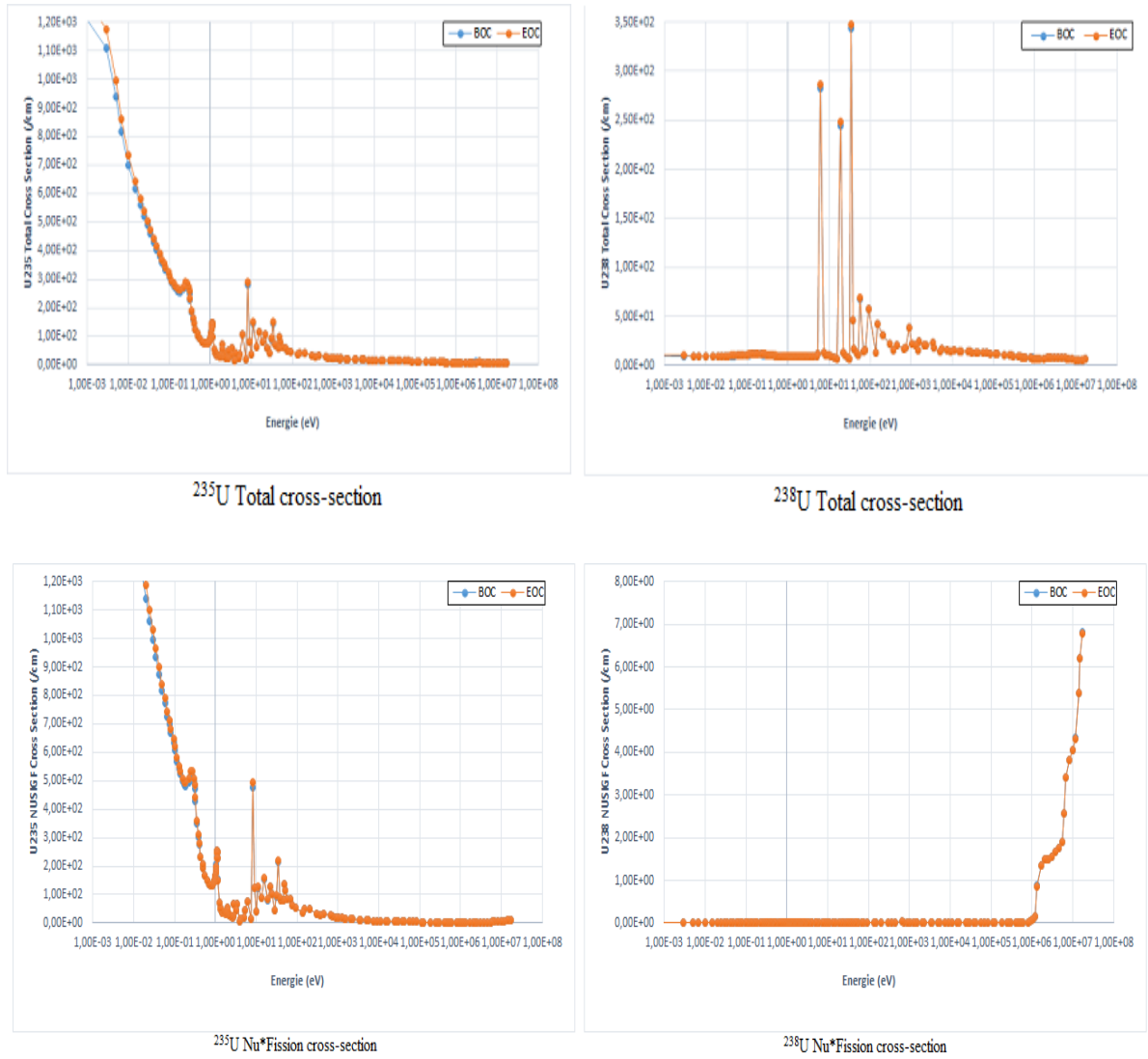


Figure 4.9. Sections efficaces macroscopiques en fonction des énergies de groupe au début et à la fin du cycle de combustion nucléaire.

4.1.6.2. Cas du Taux de Combustion du Cœur du TRIGA à 2 Dimensions

La configuration est indiquée à la **Figure 4.3**. Dans le cas où toutes les 5 barres de contrôle avec des prolongateurs de combustible sont entièrement retirées, le facteur de multiplication infini du cœur du TRIGA à 2D a été calculé via le code DRAGON Version5 à une puissance du réacteur de 2 MW et a été trouvé à 1.34553, par rapport au k_{inf} calculé via MCNP5 de 1.32401 ± 0.00025 avec l'erreur relative qui est de l'ordre de 1.625%. En outre, la variation du k_{inf} en fonction du nombre des barres de contrôle insérées dans le cœur a été étudiée (voir la **Figure 4.11**). Le spectre des neutrons au début (BOC) et à la fin (EOC) du cycle de combustion nucléaire et de la distribution du flux des neutrons sont respectivement représentés aux **Figures 4.12** et **4.13**. Pour tenir compte de l'autoprotection des éléments produits dans le cœur du

réacteur, le taux de combustion nucléaire du cœur du TRIGA est calculé en fonction du k_{inf} comme illustré à la **Figure 4.10**. Le taux de combustion atteint 97187.47 MWj/tU quand le k_{inf} est près de 1.0.

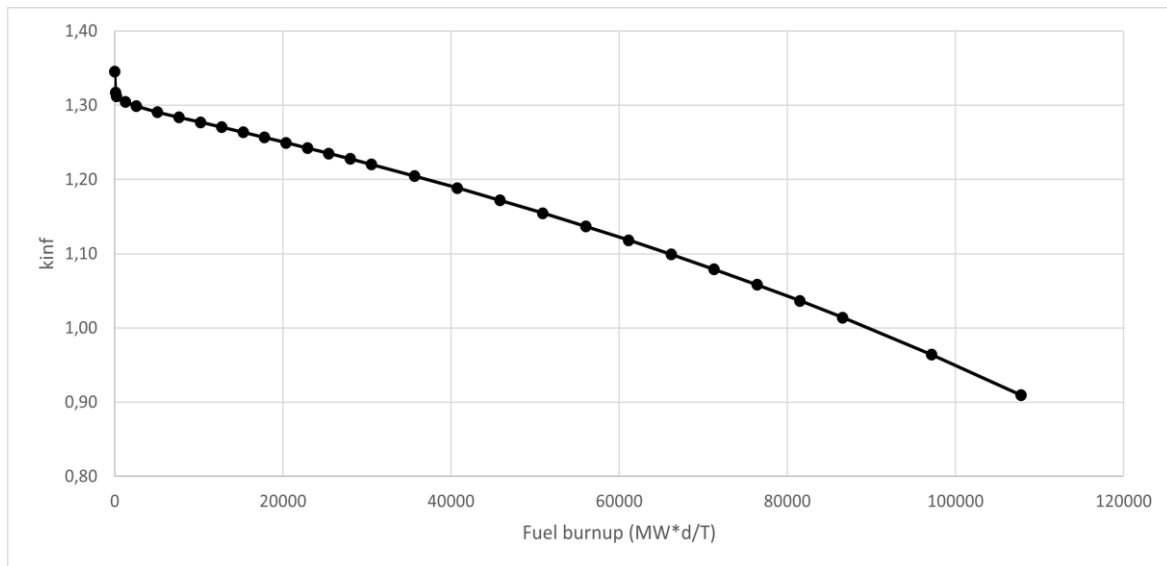


Figure 4.10. Évolutions du k_{inf} pour le cœur du TRIGA à 2D via DRAGON Version5.

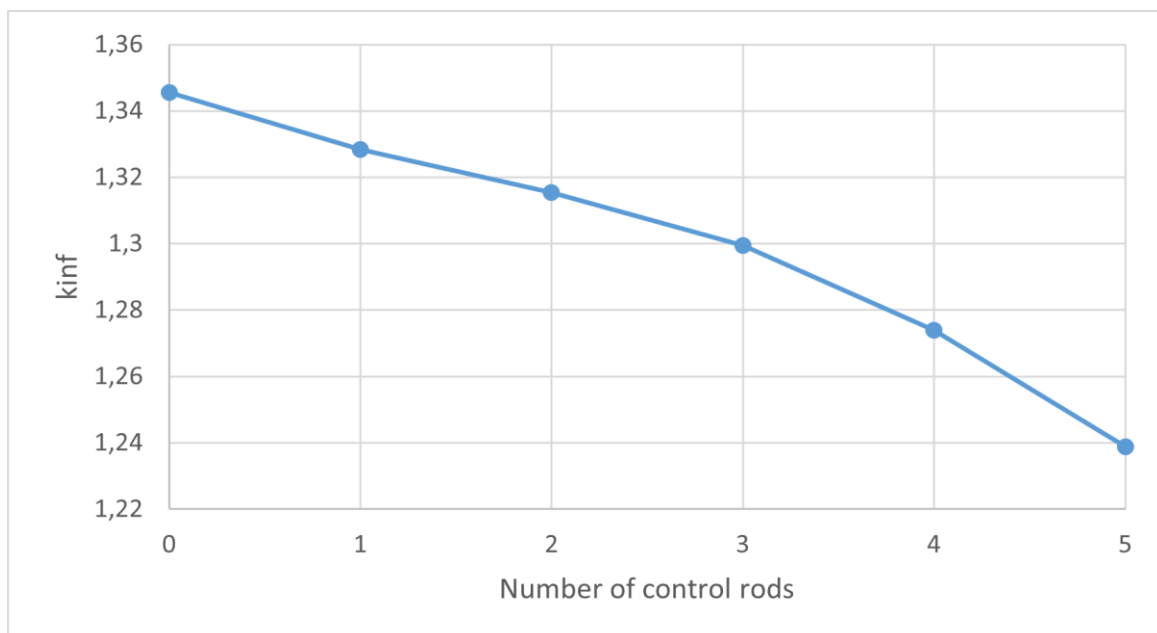


Figure 4.11. Évolutions du k_{inf} en fonction du nombre de barres de contrôle insérées dans le cœur du TRIGA.

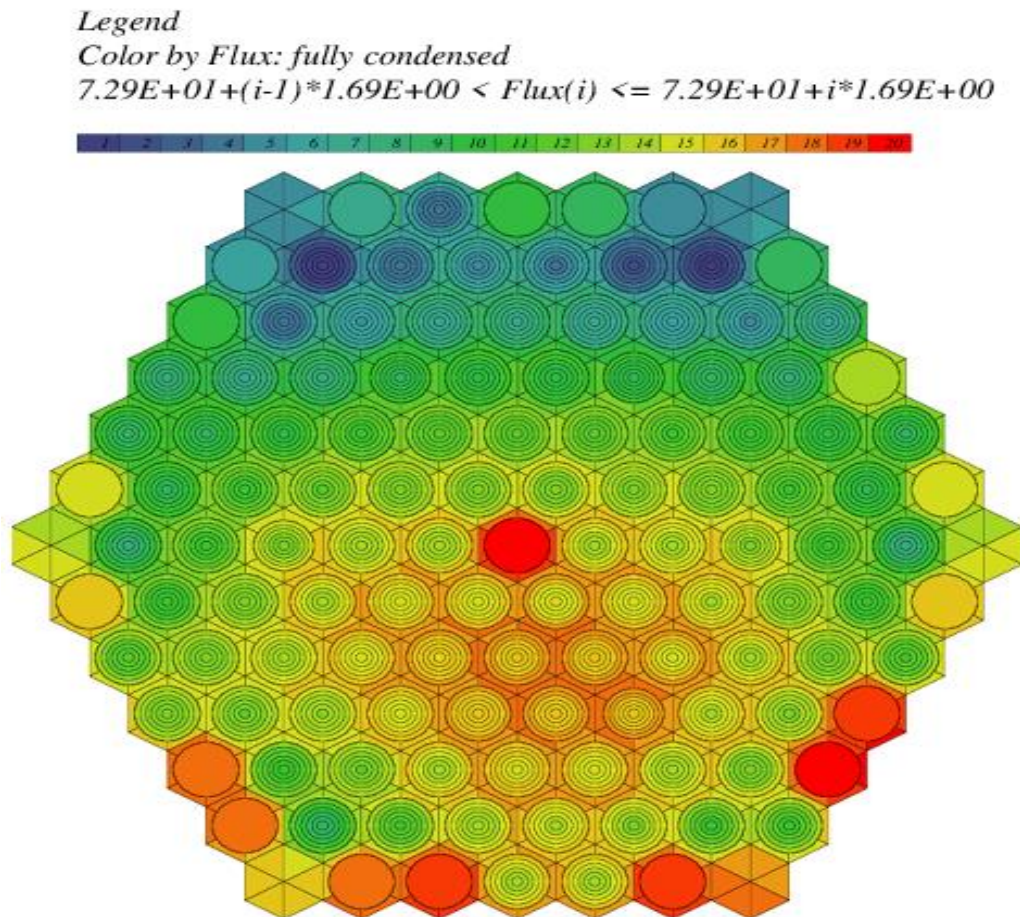


Figure 4.12. Distribution de flux des neutrons.

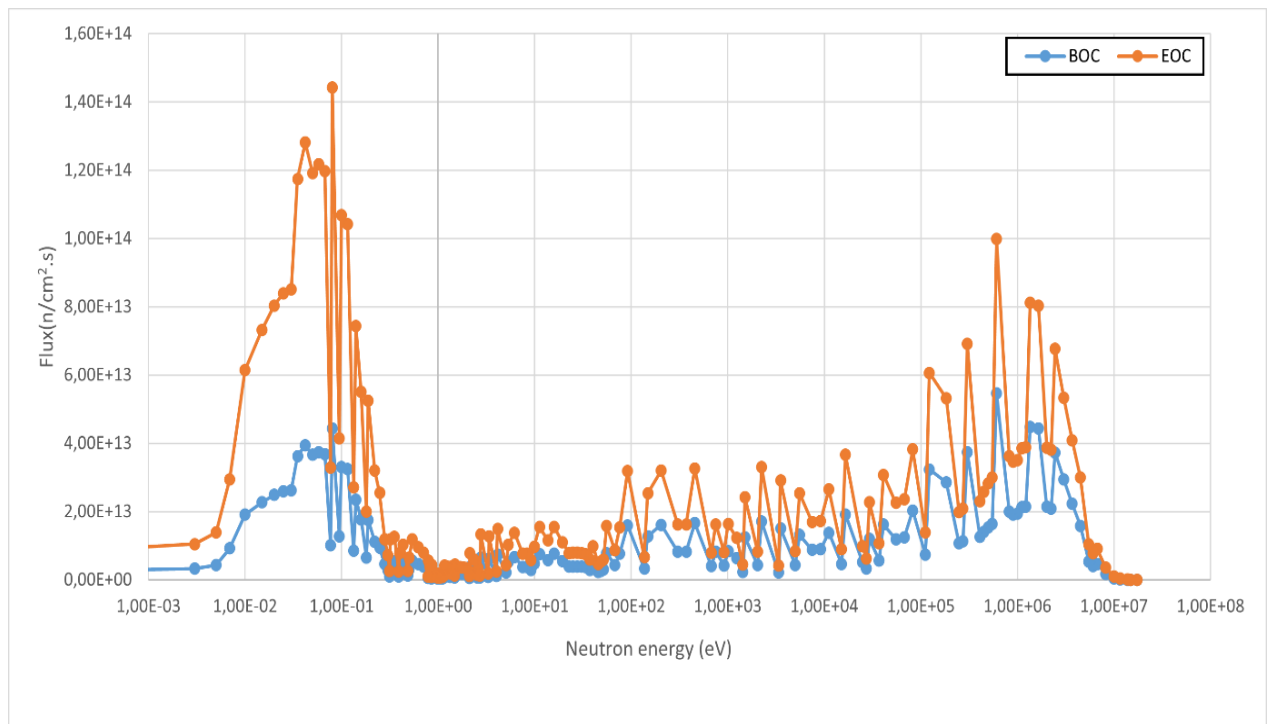


Figure 4.13. Spectre des neutrons au début et à la fin du cycle de combustion nucléaire.

4.1.6.3. Simulation de TRIVAC Version5 du Cœur Complet du TRIGA

Pour les calculs du cœur complet, le code TRIVAC Version 5 est employé pour calculer le facteur de multiplication effectif. Les conditions de frontière vide de l'axe-z et de HBC REFL COMPLET sont utilisées. La théorie de transport des harmoniques sphériques simplifiés (SP_N) est adoptée dans ce calcul avec $N=5$. Le module de traçage TRIVAT est également utilisé. Le module TRIVAA est nécessaire pour calculer les matrices du système des éléments finis. Le module OUT est utilisé pour calculer les taux de réaction. Finalement, les autres modules (MAC, GEO et FLUD) sont utilisés. Les sections efficaces macroscopiques de quatre groupes et les constantes de diffusion sont lues à partir du fichier de données d'entrée en utilisant REDLEC. Quatre groupes sont sélectionnés pour condenser les sections efficaces macroscopiques de quatre groupes. L'énergie du premier groupe allant de $1.9640E+7$ eV à $9.0718E+5$ eV, l'énergie du deuxième groupe est de $9.0718E+5$ eV à $9.9600E-1$ eV, l'énergie du troisième groupe est de $9.9600E-1$ eV à $6.25E-1$ eV et l'énergie du quatrième groupe est de $6.25E-1$ eV à $1.00E-5$ eV. La valeur obtenue du k_{eff} via TRIVAC Version5 est 1.03363 en comparaison avec k_{eff} du code Monte Carlo MCNP de 1.04975 avec l'erreur relative qui est de l'ordre de -1.536%.

4.1.7. Conclusion

Le code DRAGON Version5 est appliqué au calcul neutronique du cœur du TRIGA MARK-II à 2D. Les valeurs de k_{inf} de DRAGON Version5 ont été vérifiées par le code de référence Monte Carlo MCNP5. Dans cette partie, les résultats obtenus montrent la capacité d'analyse neutronique de DRAGON Version5 pour le cœur du TRIGA MARK-II. De plus, ces bases de données seront exploitées pour calculer tous les paramètres neutroniques du cœur du réacteur marocain de recherche TRIGA MARK-II moyennant les codes déterministes en particulier les codes DONJON/TRIVAC. Le k_{inf} de DRAGON Version5 et le k_{eff} de TRIVAC Version5 concordent avec les simulations du code Monte Carlo MCNP5.

4.2. Étude de l'Effet des Différents Types de Réflecteurs sur le Principal Paramètre Neutronique du Cœur du Réacteur TRIGA MARK-II en utilisant le Code Monte Carlo MCNP5

4.2.1. Introduction

Les différents types de matériaux sont utilisés comme réflecteurs de neutrons dans les cœurs des réacteurs nucléaires de recherche. L'utilisation des réflecteurs dans le cœur du réacteur fournit certains avantages tels que la réduction de la taille critique du cœur de réacteur ainsi que la réduction de la masse critique du combustible. Le réflecteur a les mêmes propriétés qu'un modérateur telles qu'un plus petit poids atomique, une section efficace de diffusion plus élevée, une capacité de ralentissement plus élevée et une section efficace de capture plus faible. La substitution du type du matériau réflecteur dans le cœur du réacteur a une forte influence sur la sûreté ou sur les paramètres nucléaires du cœur de réacteur.

La majorité des études ont été effectuées sur l'influence que les changements du type de matériau réflecteur ont sur les paramètres nucléaires des réacteurs de source de neutrons miniatures et d'autres réacteurs de recherche.

Pour évaluer l'effet que les différents types de matériaux des éléments réflecteurs ont sur les paramètres neutroniques du réacteur marocain de recherche TRIGA Mark-II de 2 MW tels que le facteur de multiplication effectif de la population neutronique (k_{eff}), les éléments réflecteurs en graphite ont été substitués par les éléments réflecteurs en béryllium et en oxyde de béryllium.

Cette partie présente les calculs de Monte Carlo MCNP5 du facteur de multiplication effectif des neutrons (k_{eff}) du réacteur TRIGA MARK-II en fonction du nombre d'éléments de matériau réflecteur (graphite, béryllium, et oxyde de béryllium) insérés dans le cœur du réacteur.

4.2.2. Méthodologie de Calcul

Dans cette section, pour étudier l'évaluation de l'effet de chaque type de matériau de l'élément réflecteur inséré dans le cœur de réacteur sur le paramètre nucléaire k_{eff} du réacteur de recherche TRIGA Mark-II, la simulation de ce réacteur a été effectuée avec le code Monte Carlo MCNP5, présenté en détail dans la Section 2 du Chapitre 2, et les données des sections efficaces en forme d'énergie continue ont été obtenues de la bibliothèque ENDF. Le paramètre k_{eff} a été déterminé en utilisant la carte KCODE. Les simulations ont été exécutées avec des dix mille cycles d'itérations sur une taille nominale de source de dix mille particules par cycle afin de minimiser une estimation d'erreur statistique. Des cent cycles initiaux ont été sautés pour

s'assurer d'avoir une distribution homogène de source des neutrons. La valeur du paramètre k_{eff} a été calculée en condition critique de fonctionnement du réacteur marocain TRIGA. Le calcul de cette valeur pour chaque type de matériau de l'élément réflecteur a été également effectué en tenant compte des neutrons prompts et retardés. En outre, toutes les composantes de cœur de réacteur ont été modélisées. Le modèle neutronique pour le réacteur marocain de recherche TRIGA Mark-II de 2 MW a été visualisé en trois dimensions. Le nombre des éléments de matériaux réflecteurs dans le cœur pour lesquels le paramètre k_{eff} a été calculé ont variés de zéro à dix-sept éléments pour chaque type de matériau réflecteur. Les éléments réflecteurs ont les mêmes dimensions que les éléments combustibles mais ils sont complètement remplis avec le graphite ou le béryllium ou l'oxyde de béryllium et la composition de gaine étant un alliage d'aluminium comme le montrent les **Figures 4.14-4.16**. Le **Tableau 4.3** donne quelques paramètres physiques du réflecteur, du combustible, et des barres prolongateurs de combustible du réacteur TRIGA Mark-II.

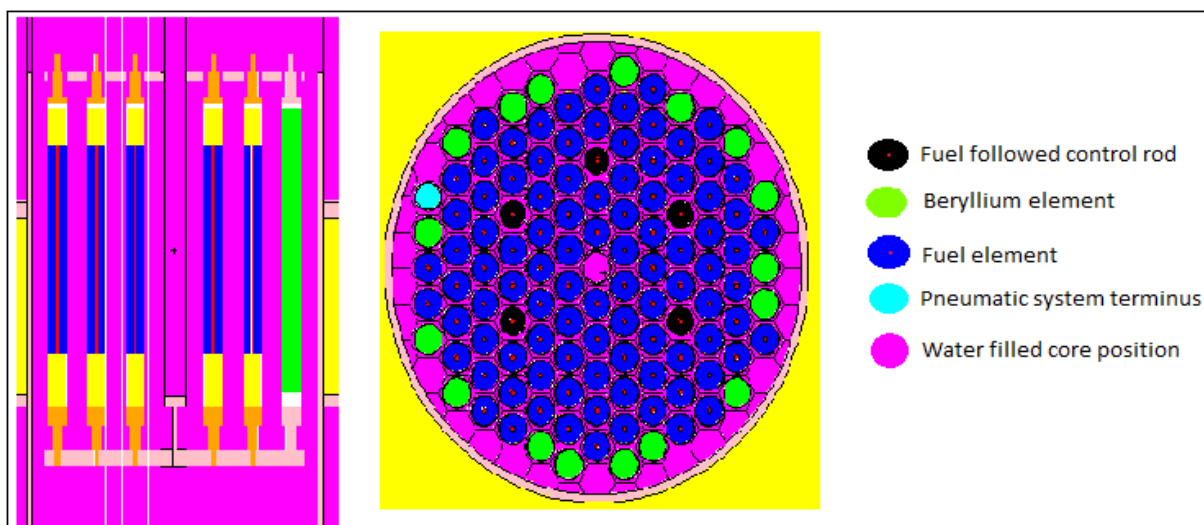


Figure 0.10. Représentation axiale et radiale du cœur du réacteur marocain TRIGA avec les éléments réflecteurs en béryllium via le code MCNP5.

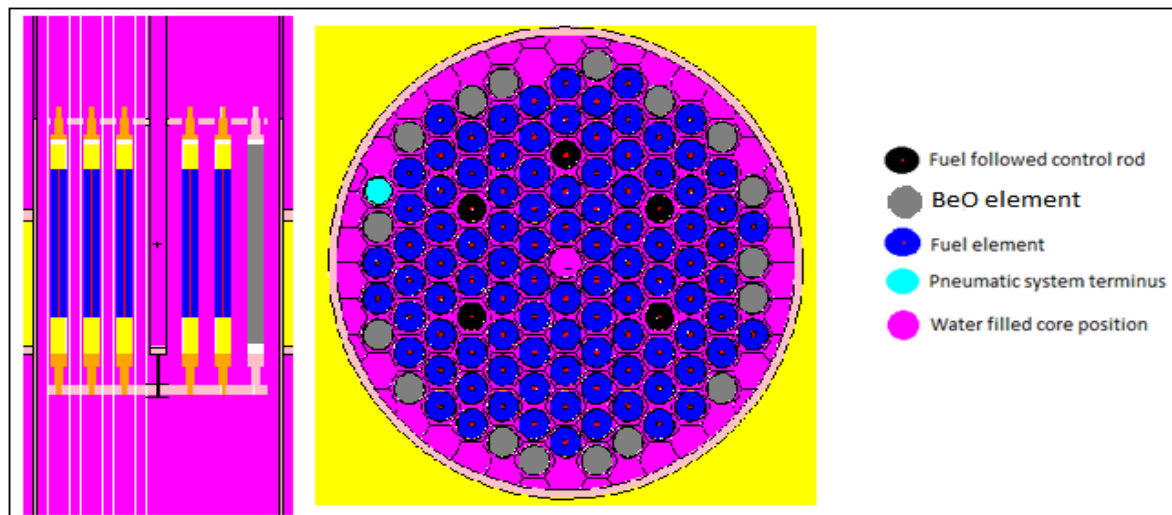


Figure 0.11. Représentation axiale et radiale du cœur du réacteur marocain TRIGA avec les éléments réflecteurs en oxyde de béryllium via le code MCNP5.

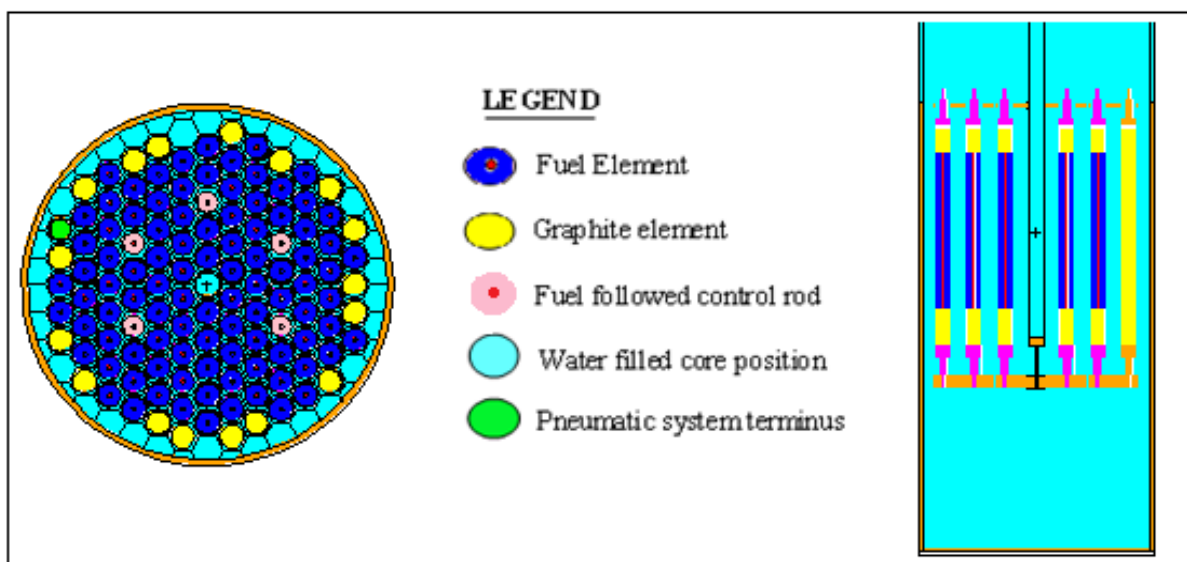


Figure 0.12. Représentation axiale et radiale du cœur du réacteur marocain TRIGA avec les éléments réflecteurs en graphite via le code MCNP5.

Tableau 4. 3. Les paramètres physiques des barres de réflecteur, de combustible et prolongateurs de combustible.

Paramètres	Élément réflecteur	Élément combustible	Élément prolongateur de combustible
Rayon extérieur	1.8823 cm	1.8823 cm	1.72 cm
Rayon de combustible	-	1.82769 cm	1.665 cm
Hauteur de combustible	-	38.1 cm	38.1 cm
Épaisseur de gainage	0.05461 cm	0.05461 cm	0.055 cm
Rayon de barre en zirconium	-	0.3175 cm	0.3175 cm
Rayon intérieur	1.82769 cm	-	-
Teneur en uranium dans U-ZrH (wt %)	-	8.5	8.5
Gainage	Alliage d'aluminium	-	-
Densité du gainage	2.7 g/cm ³	-	-
Densité du graphite	1.75 g/cm ³	-	-
Densité du béryllium	1.85 g/cm ³	-	-
Densité de l'oxyde de béryllium	3.025 g/cm ³	-	-

4.2.3. Résultats de L'Effet du Changement des Éléments Réflecteurs et Interprétations

Dans tous les cas, la valeur calculée du paramètre k_{eff} pour le cœur sans l'insertion des éléments du matériau réflecteur est de 0.99215. Le **Tableau 4.4** illustre les valeurs calculées du k_{eff} en fonction du nombre d'éléments réflecteurs en béryllium dans le cœur de réacteur. Les résultats vont de 0.99299 à 1.00611 pour le cœur avec l'insertion d'un et dix-sept éléments en béryllium, respectivement. Les paramètres calculés du k_{eff} selon le nombre d'éléments réflecteurs en oxyde de béryllium dans le cœur sont présentés dans le **Tableau 4.5**. Les résultats varient de 0.99285 à 1.00552 pour le cœur avec l'insertion d'un et dix-sept éléments en oxyde de béryllium, respectivement. Les valeurs calculées du k_{eff} pour les éléments réflecteurs en graphite sont de 0.99266 à 1.00021 pour le cœur avec l'insertion d'un et dix-sept éléments en graphite, respectivement, représentées dans le **Tableau 4.6**. Tous les calculs du k_{eff} sont trouvés avec l'erreur statistique $\pm 8\%$. Ces résultats des calculs sont également récapitulés dans la **Figure 4.17**.

Comme peut être vu des tableaux et de la **Figure 4.17**, les valeurs calculées par MCNP5 du k_{eff} augmentent avec l'addition des éléments de matériaux réflecteurs dans le cœur du réacteur pour tous les types de matériaux d'élément réflecteur (Be, BeO, et graphite). L'augmentation de la valeur du paramètre k_{eff} est principalement liée à la présence de ces matériaux réflecteurs dans le cœur de réacteur.

Tableau 4. 4. Les valeurs de k_{eff} calculées par MCNP5 pour les éléments réflecteurs en béryllium.

Nombre des éléments de réflecteur insérés dans le cœur	Valeurs calculées de k_{eff}	Nombre des éléments de réflecteur insérés dans le cœur	Valeurs calculées de k_{eff}	Nombre des éléments de réflecteur insérés dans le cœur	Valeurs calculées de k_{eff}
0	0.99215	6	0.99612	12	1.00218
1	0.99299	7	0.99672	13	1.00266
2	0.99328	8	0.99818	14	1.00350
3	0.99362	9	0.99902	15	1.00401
4	0.99455	10	1.00041	16	1.00513
5	0.99511	11	1.00110	17	1.00611

Tableau 4. 5. Les valeurs de k_{eff} calculées par MCNP5 pour les éléments réflecteurs en oxyde de béryllium.

Nombre des éléments de réflecteur chargés dans le cœur	Valeurs calculées de k_{eff}	Nombre des éléments de réflecteur chargés dans le cœur	Valeurs calculées de k_{eff}	Nombre des éléments de réflecteur chargés dans le cœur	Valeurs calculées de k_{eff}
0	0.99215	6	0.99593	12	1.00193
1	0.99285	7	0.99668	13	1.00237
2	0.99342	8	0.99797	14	1.00320
3	0.99388	9	0.99861	15	1.00372
4	0.99457	10	1.00008	16	1.00465
5	0.99493	11	1.00057	17	1.00552

Tableau 4. 6. Les valeurs de k_{eff} calculées par MCNP5 pour les éléments réflecteurs en graphite.

Nombre des éléments de réflecteur chargés dans le cœur	Valeurs calculées de k_{eff}	Nombre des éléments de réflecteur chargés dans le cœur	Valeurs calculées de k_{eff}	Nombre des éléments de réflecteur chargés dans le cœur	Valeurs calculées de k_{eff}
0	0.99215	6	0.99458	12	0.99807
1	0.99266	7	0.99497	13	0.99819
2	0.99286	8	0.99568	14	0.99866
3	0.99294	9	0.99612	15	0.99910
4	0.99360	10	0.99689	16	0.99910
5	0.99388	11	0.99713	17	1.00021

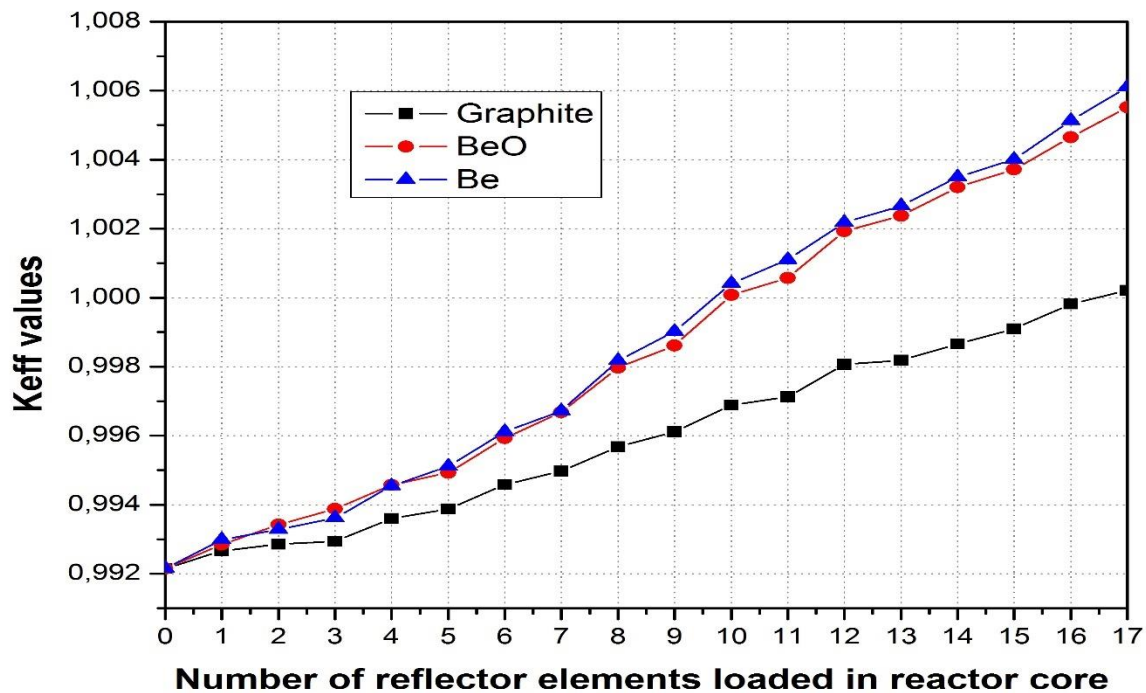


Figure 4.17. Les valeurs du paramètre k_{eff} variant selon le nombre des éléments de matériaux réflecteurs en graphite, en béryllium et en oxyde de béryllium dans le cœur de réacteur.

4.2.4. Conclusion

Les diverses études et analyses qui ont été menées dans cette section permettent de conclure que les éléments réflecteurs en béryllium ont été les éléments les plus efficaces dans ces familles de matériau d'élément réflecteur (béryllium, oxyde de béryllium et graphite) car dix-sept éléments de béryllium ont fourni le k_{eff} significatif valant 1.00611. Ils ont été suivis d'éléments en oxyde de béryllium et d'éléments en graphite avec les paramètres k_{eff} suivants : 1.00552 et 1.00021, respectivement. Les éléments constitués de béryllium sont par conséquent les meilleurs éléments de matériau réflecteur. D'ailleurs, les résultats ont montré qu'il est possible d'augmenter de manière significative la valeur du k_{eff} sans changer les dimensions physiques du réacteur marocain TRIGA.

4.3. Références

- [51] Enzo De Sanctis, Stefano Monti, Marco Ripani, Energy from Nuclear Fission: An Introduction. Undergraduate Lecture Notes in Physics, Springer, 1st ed. 2016 Edition, 2016, p. 9, 122.
- [52] Weston M. Stacey, Nuclear Reactor Physics. John Wiley & Sons, Inc., 2nd edition, New York, 2007, p. 39, 195-224.

[53] M.H. Altaf, N.H. Badrun, M.T. Chowdhury, Computational Analysis of Neutronic Parameters for TRIGA Mark-II Research Reactor using Evaluated Nuclear Data Libraries ENDF/B-VII.0 and JENDL-3.3. *Annals of Nuclear Energy* 80,21–27, 2015.



Conclusion Générale

Cette thèse a été consacrée à la vérification de l'applicabilité des codes déterministes à l'analyse neutronique du réacteur TRIGA MARK-II et à la stratégie d'augmenter le facteur de multiplication effectif de la population neutronique sans changer la taille de ce réacteur.

Dans la première recherche, le code DRAGON Version5 est appliqué aux évaluations neutroniques du cœur bidimensionnel du TRIGA MARK-II. Les valeurs de k_{inf} de DRAGON Version5 ont été validées par le code de référence Monte Carlo MCNP5. Les résultats de cette recherche montrent la capacité d'analyse neutronique de DRAGON Version5 pour le cœur du TRIGA MARK-II. De plus, ces bases de données seront exploitées pour calculer tous les paramètres neutroniques du cœur de réacteur marocain de recherche TRIGA MARK-II moyennant les codes déterministes en particulier les codes DONJON/TRIVAC. Les valeurs de k_{inf} du DRAGON Version5 et de k_{eff} du TRIVAC Version5 concordent avec les simulations du code Monte Carlo MCNP5.

Il a été remarqué que la spécificité des codes DRAGON, TRIVAC et DONJON est qu'ils sont multi-filières, ce qui implique qu'ils doivent être susceptibles d'analyser n'importe quelle catégorie de réacteur nucléaire.

Il a aussi été observé que cette étude donne également la possibilité de montrer les avantages d'employer le code DRAGON. Il est en fait possible avec ce code d'utiliser un vaste éventail de méthodes pour résoudre l'équation du transport, mais aussi d'employer les divers types de bibliothèques, provenant des différentes catégories d'évaluations. En conclusion, le développement d'un schéma très bon de calcul nécessite plusieurs années, il est intéressant de voir qu'avec DRAGON, un tel schéma fournissant des bons résultats était développé dans un temps très court.

L'élément principal des calculs de cœurs consiste en résolution de deux équations, l'équation de Boltzmann pour le transport des neutrons couplée avec celle de Bateman pour les calculs d'évolution du combustible. L'équation de Boltzmann peut être résolue en utilisant les différentes approximations et les méthodes numériques, pour les diverses géométries unidimensionnelles, bidimensionnelles ou tridimensionnelles. Elle aboutit fondamentalement à obtenir le flux neutronique en chaque point du cœur, ce qui mène ensuite à réaliser des calculs de burnup moyennant la solution de l'équation de Bateman.

Dans la deuxième recherche, les différentes études et analyses qui ont été menées permettent de conclure que les éléments réflecteurs en béryllium ont été les éléments les plus efficaces dans ces familles de matériau d'élément réflecteur (béryllium, oxyde de béryllium et graphite)

car dix-sept éléments de béryllium ont fourni la valeur de k_{eff} significative valant 1.00611. Ils ont été suivis d'éléments en oxyde de béryllium et d'éléments en graphite avec les paramètres k_{eff} suivants : 1.00552 et 1.00021, respectivement. Les éléments constitués de béryllium sont par conséquent les meilleurs éléments de matériau réflecteur. D'ailleurs, les résultats ont montré qu'il est possible d'augmenter de manière significative la valeur du k_{eff} sans changer les dimensions physiques du réacteur marocain TRIGA.

La conception du cœur est principalement cruciale dans le processus de conception de réacteur nucléaire. La conception du cœur est un test compliqué et fortement multidisciplinaire (neutronique, thermohydraulique.... etc.). La conception puis l'optimisation de ses performances est un problème multi-objectif à multi-dimensions (nombreuses de dizaines de grandeurs de conception d'un cœur). L'un des points clés, ici, concernant le pré-design du TRIGA est les calculs de Monte Carlo MCNP5 du facteur de multiplication effectif des neutrons en fonction du nombre d'éléments de matériau réflecteur insérés dans le cœur du réacteur pour les trois familles de matériaux d'éléments réflecteurs.

L'ensemble des simulations réalisées ont montré que les codes déterministes guident les modèles de la pensée nécessaires pour comprendre les interactions complexes des matériaux et des processus physiques en comparaison avec les codes de Monte Carlo qui effectuent la tâche d'analyse très bien, mais souvent n'offrent pas cet aperçu sur les interactions des processus physiques visés. Cette compréhension des processus mènera à élaborer un code de diffusion pour un cas hexagonal et de l'appliquer au réacteur TRIGA MARK-II du Maroc.

Perspectives

Ces travaux de thèse ont constitué :

- Le premier pas vers l'élaboration d'un code de diffusion pour un cas hexagonal et de l'appliquer au réacteur TRIGA MARK-II du Maroc.

Les codes de calculs de réseau, de calculs du burnup de réseau et de calculs de diffusion de cœur pour l'analyse neutronique du TRIGA seront élaborés en se basant sur les discrétisations numériques des équations de Bateman et de l'équation de Boltzmann pour le transport des neutrons et ses approximations.

- La première préconception d'un nouveau cœur du réacteur TRIGA MARK-II afin d'augmenter sa puissance sans changer sa taille.

La conception de réacteur nucléaire est fondée sur plusieurs domaines y compris la neutronique, la thermohydraulique et la sûreté nucléaire. Dans le calcul du design de réacteur nucléaire, le calcul thermohydraulique sera effectué sur la base des informations relatives à la distribution de génération de chaleur provenant du calcul nucléaire du cœur de réacteur. Dans les réacteurs nucléaires, les paramètres tels que la température du modérateur, la température du combustible, la densité du modérateur, la fraction de vide...etc. ont un effet profond sur les caractéristiques nucléaires. La méthode des calculs couplés nucléaire-thermohydraulique sera développée. De plus, la distribution de puissance, le coefficient de réactivité, un excédent de réactivité, l'efficacité des barres de contrôle, burnup...etc. qui représentent les quantités principales d'évaluation des calculs de conception nucléaire seront mis à jour pour le nouveau cœur. Finalement, plusieurs codes de neutronique- thermohydraulique seront testés afin de sélectionner celui qui sera le plus à même de répondre aux exigences que nous proposons pour la préconception.

Bibliographie Générale

- [1] Ramamoorthy Karthikeyan, Development and Validation of Burnup Dependent Computational Schemes for the Analysis of Assemblies with Advanced Lattice Codes. PhD thesis, École Polytechnique de Montréal, 2006.
- [2] Amir Zacarias Mesquita, Nuclear Reactors. IntechOpen, 2012.
- [3] Bahman Zohuri, Neutronic Analysis for Nuclear Reactor Systems. Springer, 1st ed. 2017 edition, 2016, p. 38-40, 59-61, 411-420.
- [4] U.S. Department of Energy, Doe Fundamentals Handbook Nuclear Physics and Reactor Theory - Volume 1 of 2. www.lulu.com, 2013, p.43-45.
- [5] Gregory Delipei, Development of an Uncertainty Quantification Methodology for Multi-Physics Best Estimate Analysis and Application to the Rod Ejection Accident in a Pressurized Water Reactor. PhD thesis, University of Paris-Saclay, 2019.
- [6] Descotes Vincent Michel, Reactor Physics of a DEEP-Burner Prismatic Core for VHTR. Maîtrise ès Sciences Appliquées, Université de Montréal, 2011.
- [7] Li Cai, Condensation and Homogenization of Cross Sections for the Deterministic Transport Codes with Monte Carlo Method: Application to the GEN IV Fast Neutron Reactors. PhD thesis, University of Paris-Sud, 2014.
- [8] James J. Duderstadt and Louis J. Hamilton, Nuclear Reactor Analysis. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1976, p. 54-55, 107-109.
- [9] Serge Marguet, the Physics of Nuclear Reactors. Springer, 2017.
- [10] John R. Lamarsh, Introduction to Nuclear Reactor Theory. Addison-Wesley Publishing Company, 1966, p. 17-19.
- [11] Van Minh Bui, La Décroissance Bêta des Produits de Fission pour la Non-Prolifération et la Puissance Résiduelle des Réacteurs Nucléaires. Thèse de doctorat, École des Mines de Nantes, 2012.
- [12] Arthur Peron, Contribution à l'Amélioration des Méthodes d'Évaluation de l'Échauffement Nucléaire dans les Réacteurs Nucléaires à l'aide du Code Monte-Carlo TRIPOLI-4®. Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI, 2014.
- [13] Yican Wu, Fusion Neutronics. Springer, 1st ed. 2017 edition, 2017, p. 21-30.

- [14] George I. Bell and Samuel Glasstone, Nuclear Reactor Theory. Van Nostrand Reinhold Inc., New York, 1970, p. 3-6.
- [15] Günter Kessler, Sustainable and Safe Nuclear Fission Energy. Springer, 2012, p. 25-36.
- [16] Paul Ros, Conception Neutronique de Configurations Expérimentales à Forte Adaptation Spectrale en Réacteur de Puissance Nulle pour des Applications Multi-filières Gen-II, III & IV. Thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes, 2017.
- [17] CEA, La neutronique, Le Moniteur, 2013.
- [18] Yoshiaki Oka, Takashi Kiguchi, Nuclear Reactor Design. An Advanced Course in Nuclear Engineering, Springer, 2014 edition, 2014, p. 49, 57.
- [19] A. Barbarino, Numerical Methods for Neutron Transport Calculations of Nuclear Reactors. PhD thesis, Politecnico Di Torino Scuola Di Dottorato, 2014.
- [20] Paul Reuss, Précis de neutronique. Collection Génie Atomique, EDP Sciences, 2003, p. 196-198.
- [21] Tatjana Jevremovic, Nuclear Principles in Engineering. Springer US, 2005.
- [22] Iulia Companis, Development of an Experimental Set-up for the Measurement of the Neutron-Induced Fission and Capture Cross Section of ^{233}U in the Resonance Region. PhD thesis, Université Bordeaux, 2013.
- [23] Dan Gabriel Cacuci, Handbook of Nuclear Engineering. Springer US, 2010.
- [24] Song Li, Zhijian Zhang, Qian Zhang and Qiang Zhao, Improvements of Subgroup Method Based on Fine Group Slowing-down Calculation for Resonance Self-shielding Treatment. ScienceDirect, Annals of Nuclear Energy, 2020.
- [25] Daniele Sciannandrone, Acceleration and Higher Order Schemes of a Characteristic Solver for the Solution of the Neutron Transport Equation in 3D Axial Geometries. PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI, 2015.
- [26] Benguedouar Tarek, Étude du Couplage entre les Codes TRIPOLI ET DRAGON. PhD thesis, École Polytechnique de Montréal, 2015.
- [27] H. Nifenecker, O. Meplan and S. David, Accelerator Driven Subcritical Reactors. Series in Fundamental and Applied Nuclear Physics, Institute of Physics Publishing, 2003.
- [28] Simon Berche, Validation de Schémas de Calcul APOLLO3 pour Assemblages de Type RNR. Maîtrise ès Sciences Appliquées, École Polytechnique de Montréal, 2015.

- [29] Paul Reuss, Précis de neutronique. Collection Génie Atomique, EDP Sciences, 2003
- [30] Rudi J. J. Stamm'ler and Maximo J. Abbate, Methods of Steady-State Reactor Physics in Nuclear Design. Academic Press, 1983, p.149, 150.
- [31] Cyrille Bouret, Études des Contre-réactions dans un Réacteur à Neutrons Rapides à Caloporteur Sodium : Impact de la Conception et de la Neutronique sur les Incertitudes. Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2016.
- [32] Rémi Maurice Jean Vallerent, Développement et Validation de Schémas de Calcul à Double Niveau pour les Réacteurs à Eau sous Pression. Maîtrise ès appliquées, École Polytechnique de Montréal, 2009.
- [33] Haykel Raouafi, Simulation de Mécanismes de Contrôle de la Réactivité Inclins du Réacteur SCWR-Canadien en utilisant les Codes DRAGON-5 et DONJON-3. Thèse de Doctorat, École Polytechnique de Montréal, 2017.
- [34] Simone Santandrea, Qualification Physique et Améliorations du Modèle Numérique d'une Méthode des Caractéristiques pour la Résolution de l'Équation du Transport des Neutrons dans des Maillages non Structurés. Thèse de doctorat, Université d'Evry Val d'Essonne, 2001.
- [35] Ansar Calloo, Développement d'une Nouvelle Modélisation de la Loi de Choc dans les Codes de Transport Neutronique Multigroupes. Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2012.
- [36] Tibor Reiss, Coupled Neutronics-Thermal Hydraulics Analysis of SCWRS. PhD thesis, Budapest University of Technology and Economics, 2011.
- [37] Alexander Glaser, Neutronics Calculations Relevant to the Conversion of Research Reactors to Low-Enriched Fuel. Thèse de doctorat, Der Technischen Universität Darmstadt, 2005.
- [38] Benjamin Dehay, Accélération de la Convergence dans le Code de Transport de Particules Monte Carlo TRIPOLLI-4®. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 2014.
- [39] Sekki D., Hébert A. and R. Chambon, A User Guide for DONJON Version 5. Rapport technique IGE-344, Ecole Polytechnique de Montréal, 2019.
- [40] Marleau G., Hébert A. and Roy, R., A User Guide for DRAGON Version 5. Rapport technique IGE-335, Ecole Polytechnique de Montréal, 2020.

- [41] Hébert A., A User Guide for TRIVAC Version 5. Rapport technique IGE-369, Ecole Polytechnique de Montréal, 2019.
- [42] Robert Bright Mawuko Sogbadji, Neutronic Study of the Mono-recycling of Americium in PWR and of the Core Conversion in MNSR using the Mure Code. PhD thesis, Université Paris-Sud-Paris XI, 2012.
- [43] Hem Prabha Raghav, Computation of Neutron Fluxes in Fuel Pins Arranged in Hexagonal Lattices. Maîtrise ès Sciences Appliquées, Université de Montréal, 2012.
- [44] Maxime Guyot, Development of the Micro-Depletion Method in the Chain of Codes DRAGON4/DONJON4. Maîtrise ès Sciences Appliquées, Université de Montréal, 2012.
- [45] Mudimbi Musongela, Généralisation du Modèle TIBÈRE pour la Simulation des Fuites B1 Hétérogènes à la Méthode des Caractéristiques. Thèse de doctorat, Université de Montréal, 2019.
- [46] IAEA, History, Development and Future of TRIGA Research Reactors. Technical Reports Series N° 482, Vienna, 2016.
- [47] Mohammed Mghar, Étude des Paramètres Cinétiques du Réacteur TRIGA Mark II du Maroc et Simulation d'un Nouveau Collimateur Adéquat à la Technique PGAA, Moyennant le Code Monte-Carlo", Thèse de doctorat, Université Mohammed V, 2017.
- [48] Benmansour Laila, Étude Neutronique de Réacteurs Nucléaires : Calcul Complet du Réacteur TRIGA MARK II & Calculs de Coefficients de Température (Qualification du Code WIMS). Projet de fin d'études, École Mohammadia d'Ingénieurs, Rabat, 1992.
- [49] ENS, International Topics and Overview on New Projects and Fuel Developments. European Research Reactor Conference (RRFM), Hamburg, Germany, 2008.
- [50] Ossama Merroun, Développement d'un Code de Calcul Thermohydraulique pour les Réacteurs Refroidis à Eau Sous Convection Naturelle, Application à l'Analyse Thermohydraulique d'un Réacteur TRIGA MARK-II DU CENM. Thèse de doctorat, Université Abdelmalek Essaadi, 2009.
- [51] Enzo De Sanctis, Stefano Monti, Marco Ripani, Energy from Nuclear Fission : An Introduction. Undergraduate Lecture Notes in Physics, Springer, 1st ed. 2016 Edition, 2016, p. 9, 122.

[52] Weston M. Stacey, Nuclear Reactor Physics. John Wiley & Sons, Inc., 2nd edition, New York, 2007, p. 39, 195-224.

[53] M.H. Altaf, N.H. Badrun, M.T. Chowdhury, Computational Analysis of Neutronic Parameters for TRIGA Mark-II Research Reactor using Evaluated Nuclear Data Libraries ENDF/B-VII.0 and JENDL-3.3. Annals of Nuclear Energy 80,21–27, 2015.

Liste des Publications et des Communications

Les revues internationales

1. Abdelaziz DARIF, Abdelouahed CHETAINE, Mohammed MGHAR and Ouadie KABACH. Investigation of the influence of various reflector elements material types on the core nuclear parameters of the 2 MW Triga Mark-II research reactor using the Monte Carlo code. Turkish Journal of Physics, 2018, 42(1), pp. 41-46.
2. DARIF Abdelaziz, CHETAINE Abdelouahed, KABACH Ouadie, MGHAR Mohammed and SAIDI Abdelmajid. Neutronic analysis of moroccan TRIGA MARK-II research reactor using the DRAGON.v5 and TRIVAC.v5 codes. Annals of the University of Craiova, Physics, 2017, 27, pp. 41-49.
3. Kabach Ouadie, Chetaine Abdelouahed, Jalil Abdelhamid, Darif Abdelaziz and Saidi Abdelmajid. Processing and benchmarking of evaluated nuclear data file/b-viii.0 β 4 cross-section library by analysis of a series of critical experimental benchmark using the monte carlo code MCNP(X) and NJOY2016. Nuclear Engineering and Technology, 2017, 49(8), pp. 1610-1616.
4. M. MGHAR, A. CHETAINE, A. MAGHNOUJ, A. DARIF. Design of a new collimator used in the PGAA nuclear technique. Annals of the University of Craiova, Physics, 2017, 27, pp. 32-40.
5. CHETAINE Abdelouahed, JALIL Abdelhamid, KABACH Ouadie, DARIF Abdelaziz, SAIDI Abdelmajid, BENCHRIF Abdelfettah and AMSIL Hamid. Evaluation of The IAEA 2D PWR Benchmark Problem Using TRIVAC and OpenMOC Codes. Annals of the University of Craiova, Physics, 2018, 28, pp. 24-30.
6. Mohammed Mghar, Abdelouahed Chetaine and Abdelaziz Darif. Calculation of kinetic parameters of the moroccan TRIGA Mark-II reactor using the Monte Carlo code MCNP. Advances in Applied Physics, Vol. 3, 2015, no. 1, 1 – 8.
7. KABACH Ouadie, CHETAINE Abdelouahed, DARIF Abdelaziz, JALIL Abdelhamid, SAIDI Abdelmajid, BENCHRIF Abdelfettah and AMSIL Hamid. Processing of the ENDF/B-VIII.0 β 6 neutron cross-section data library and testing with critical benchmarks, oktavian shielding benchmarks and the doppler reactivity defect benchmarks. Annals of the University of Craiova, Physics, 2018, 28, pp. 79-98.

Les communications et posters

1. DARIF Abdelaziz, CHETAINE Abdelouahed. Simulation des paramètres de sécurité en utilisant le code Monte Carlo MCNP5. Conférences sur la Sécurité Nucléaire et la Non-prolifération dans une Perspective Internationale à la Faculté des Sciences de Rabat, Maroc, 15-19 décembre 2014.
2. DARIF Abdelaziz et CHETAINE Abdelouahed. Pre-design of the new core for a TRIGA MARK-II research reactor without changing its size using Monte-Carlo MCNP5. La 4^{ème} édition de l'École Franco-Marocaine de la Mesure et de l'Instrumentation Nucléaires (EFMMIN4) à l'Université d'Aix-Marseille, France, 18-21 juillet 2016.
3. DARIF Abdelaziz et CHETAINE Abdelouahed. Étude préliminaire du cœur du TRIGA MARK-II et l'une de ses composantes en utilisant le Code DRAGON. La 3^{ème} édition de l'École Franco-Marocaine de la Mesure et de l'Instrumentation Nucléaires (EFMMIN3) à la Faculté des Sciences de Rabat, Maroc, 16-19 juin 2014.
4. DARIF Abdelaziz, CHETAINE Abdelouahed. Gestion des déchets radioactifs dans le secteur médical. La 5^{ème} Journée Nationale de Physique des Réacteurs (JNPR5) à la Faculté des Sciences de Rabat, Maroc, 2012.