

Titre: Validation d'un nouveau calcul de référence en évolution pour les réacteurs thermiques
Title:

Auteur: Axel Canbakan
Author:

Date: 2014

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Canbakan, A. (2014). Validation d'un nouveau calcul de référence en évolution pour les réacteurs thermiques [Master's thesis, École Polytechnique de Montréal].
Citation: PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/1480/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/1480/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Alain Hébert, & Jean-François Vidal
Advisors:

Programme: Génie énergétique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

VALIDATION D'UN NOUVEAU CALCUL DE RÉFÉRENCE EN ÉVOLUTION POUR
LES RÉACTEURS THERMIQUES

AXEL CANBAKAN
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLOME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE ÉNERGÉTIQUE)
AOÛT 2014

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

VALIDATION D'UN NOUVEAU CALCUL DE RÉFÉRENCE EN ÉVOLUTION POUR
LES RÉACTEURS THERMIQUES

présenté par : CANBAKAN Axel

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. MARLEAU Guy, Ph.D., président

M. HÉBERT Alain, Doct., membre et directeur de recherche

M. VIDAL Jean-François, Ph.D., membre et codirecteur de recherche

M. KOCLAS Jean, Ph.D., membre

” Il y a en France quelques milliers de personnes qui connaissent la neutronique, quelques centaines qui la pratiquent, quelques dizaines qui la développent et quelques dizaines qui l’enseignent (souvent les mêmes). Pour le monde entier, il faudrait à peu près multiplier par dix ces ordres de grandeur.”

Reuss (2013)

REMERCIEMENTS

Tout d'abord, je souhaite remercier mon directeur de recherche Alain Hébert qui a accepté de me prendre en maîtrise et sans qui mon stage au CEA Cadarache n'aurait pu être possible. Je tiens à souligner sa grande disponibilité ainsi que ses conseils avisés vis-à-vis de mon travail.

Ensuite, je tiens à remercier toutes les personnes avec qui j'ai pu travailler lors de mon séjour au SPRC/LEPh, en particulier mon tuteur Jean-François Vidal. Sa disponibilité et sa patience m'ont permis d'appréhender le monde de la neutronique. Merci à Jean-Marc Palau et Yannick Penelieu qui m'ont aidé à comprendre TRIPOLI4D. Je n'oublie pas ma collègue de bureau, Bénédicte Roque, qui a supporté mes râleries continues devant mes scripts et mes problèmes de neutronique durant 6 mois. De manière générale, j'adresse mes pensées à toute l'équipe du LEPh.

Merci également aux étudiants de l'Institut de Génie Nucléaire et aux doctorants du LEPh, la liste est longue mais ils se reconnaîtront. Sans eux, cette maîtrise n'aurait pas été la même.

Comment oublier Lydie Giot, enseignante-chercheuse au laboratoire Subatech de l'École Nationale Supérieure des Mines de Nantes et responsable de l'option Systèmes et Technologies Associés aux Réacteurs nucléaires. Sans son aide et ses conseils avisés, il m'aurait été impossible d'effectuer ce double diplôme.

Finalement, mes pensées vont à ma famille et mes amis qui m'ont soutenu durant ces deux ans.

RÉSUMÉ

L'autoprotection des résonances est un élément essentiel dans les schémas de calcul déterministes. Bien qu'il soit incontournable dans les codes réseaux, il introduit un biais non négligeable au niveau des paramètres évalués tel que le flux. Jusqu'à présent dans les études françaises pour réacteurs à eau légère, une méthode d'équivalence basée sur les taux effectifs est utilisée. Du fait du développement de la puissance des unités de calcul, celle-ci peut être remplacée par la méthode des sous-groupes qui est plus précise, notamment avec une équation de ralentissement exact (ce qui n'est pas le cas pour la méthode d'équivalence). Issue des calculs pour réacteurs rapides, cette dernière présente de nombreux avantages tant sur le plan mathématique qu'informatique.

Le but de ce mémoire est de présenter une validation aussi précise que possible à temps 0 ainsi qu'en évolution de la nouvelle méthode d'autoprotection pour les réacteurs thermiques. L'objectif in fine de ce travail est que ce document puisse servir de justification à toute personne désirant utiliser la méthode des sous-groupes ou les autres options présentées ci-dessous.

Une fois validée, d'autres éléments sont étudiés afin de présenter une combinaison alliant rapidité d'exécution et précision des résultats. Les paramètres supplémentaires considérés sont greffés au schéma de calcul de réseau de type SHEM-MOC qui correspond à un calcul de flux basé sur la Méthode des Caractéristiques avec un découpage énergétique de type SHEM à 281 groupes.

Tout d'abord, différentes bibliothèques de données nucléaires générées par le CEA sont évaluées. Ensuite, un maillage énergétique adapté pour la méthode des sous-groupes est choisi et comparé au SHEM281. D'autres éléments tels que la correction de l'anisotropie de la loi de choc et la modélisation spatiale du terme source dans le MOC sont étudiés.

Un jeu de données DRAGON5 est aussi étudié et présente des caractéristiques intéressantes. Un découpage à 295 groupes (et non 361 groupes comme choisi pour APOLLO2) est appliqué à la méthode d'autoprotection en sous-groupes développée dans le code. L'intérêt d'utiliser DRAGON5 est de permettre d'effectuer des validations qui ne sont pas possibles dans APOLLO2. En effet, avec DRAGON5, il est possible d'autoprotéger un profil de température et de choisir le MOC pour calculer le flux dans la partie autoprotection.

Ci-dessous, les principales conclusions apportées par ce mémoire :

- L'autoprotection par la méthode des sous-groupes est au moins aussi précise (souvent plus) que la méthode Sanchez-Coste à condition de considérer un maillage SHEM361 ;
- Le MOC linéaire donne des résultats plus précis que le MOC constant, même si un maillage du modérateur est nécessaire ;
- La loi de choc en P3 donne des résultats satisfaisants, ce qui assure une cohérence avec les calculs cœur 2D ;
- Un maillage type SHEM à 295 groupes est suffisant pour utiliser la méthode des sous-groupes SPM dans DRAGON5.

ABSTRACT

Resonance self-shielding calculations are an essential component of a deterministic lattice code calculation. Even if their aim is to correct the cross sections deviation, they introduce a non negligible error in evaluated parameters such as the flux. Until now, French studies for light water reactors are based on effective reaction rates obtained using an equivalence in dilution technique. With the increase of computing capacities, this method starts to show its limits in precision and can be replaced by a subgroup method. Originally used for fast neutron reactor calculations, the subgroup method has many advantages such as using an exact slowing down equation.

The aim of this thesis is to suggest a validation as precise as possible without burnup, and then with an isotopic depletion study for the subgroup method. In the end, users interested in implementing a subgroup method in their scheme for Pressurized Water Reactors can rely on this thesis to justify their modelization choices.

Moreover, other parameters are validated to suggest a new reference scheme for fast execution and precise results. These new techniques are implemented in the French lattice scheme SHEM-MOC, composed of a Method Of Characteristics flux calculation and a SHEM-like 281-energy group mesh. First, the libraries processed by the CEA are compared. Then, this thesis suggests the most suitable energetic discretization for a subgroup method. Finally, other techniques such as the representation of the anisotropy of the scattering sources and the spatial representation of the source in the MOC calculation are studied.

A DRAGON5 scheme is also validated as it shows interesting elements: the DRAGON5 subgroup method is run with a 295-energy group mesh (compared to 361 groups for APOLLO2). There are two reasons to use this code. The first involves offering a new reference lattice scheme for Pressurized Water Reactors to DRAGON5 users. The second is to study parameters that are not available in APOLLO2 such as self-shielding in a temperature gradient and using a flux calculation based on MOC in the self-shielding part of the simulation.

This thesis concludes that:

- The subgroup method is at least more precise than a technique based on effective reaction rates, only if we use a 361-energy group mesh;
- MOC with a linear source in a geometrical region gives better results than a MOC with

- a constant model. A moderator discretization is compulsory;
- A P3 choc law is satisfactory, ensuring a coherence with 2D full core calculations;
- SHEM295 is viable with a *Subgroup Projection Method* for DRAGON5.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	ix
LISTE DES TABLEAUX	xii
LISTE DES FIGURES	xv
LISTE DES ANNEXES	xxii
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xxiii
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
1.1 Éléments de la problématique	3
1.2 Objectifs de recherche	3
1.3 Plan du mémoire	4
CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE	5
2.1 Théorie des codes réseaux	5
2.1.1 Présentation de l'équation de transport	5
2.1.2 Données fondamentales	7
2.1.3 Anisotropie des sources de diffusion	8
2.1.4 Maillage spatial	10
2.1.5 Condition d'albedo à la frontière	12
2.1.6 Tables de probabilité	13
2.1.7 Autoprotection des résonnances	15
2.1.8 Autoprotection des mélanges dans DRAGON5	22
2.1.9 Autoprotection d'un système avec profil de température	23
2.1.10 Calcul du flux	23
2.1.11 Évolution isotopique	28

2.2	Théorie de la méthode Monte Carlo	30
2.2.1	Introduction	30
2.2.2	Méthodes de rejet	32
2.2.3	Introduction au calcul de k_{eff}	32
2.3	Éléments de comparaison	33
2.3.1	Bilan neutronique phénoménologique	33
2.3.2	Étude des taux de réaction	35
CHAPITRE 3 CONFIGURATIONS ÉTUDIÉES		38
CHAPITRE 4 VALIDATIONS PRÉLIMINAIRES		41
4.1	Discrétisation géométrique	41
4.2	Représentation spatiale de la source	43
4.3	Convergence du découpage annulaire	45
4.4	Paramètres de traçage pour la méthode des caractéristiques	46
4.5	Découpage énergétique	48
4.6	Calcul du flux lors de l'autoprotection	49
4.7	Bibliothèque des données nucléaires	50
4.7.1	Isotopes autoprotégés	53
CHAPITRE 5 VALIDATION À TEMPS 0		55
5.1	Validation de l'autoprotection par la méthode des sous-groupes	55
5.1.1	UOX	56
5.1.2	UOX avec profil de température	59
5.1.3	MOX	60
5.1.4	Autoprotection des mélanges pour Sanchez-Coste	64
5.1.5	MOX vidangé	65
5.1.6	MOX soumis à très haute température	68
5.1.7	UO ₂ Gd ₂ O ₃	69
5.2	Validation de la représentation linéaire surfacique pour le terme source dans le MOC	74
5.2.1	UOX	74
5.2.2	MOX	77
5.2.3	UO ₂ Gd ₂ O ₃	79
5.3	Correction de l'anisotropie de la loi de choc	83
5.3.1	UOX	84
5.3.2	MOX	86

5.3.3	UO ₂ Gd ₂ O ₃	89
5.4	Configuration choisie	93
5.4.1	APOLLO2	93
5.4.2	DRAGON5	103
CHAPITRE 6 VALIDATION EN ÉVOLUTION		109
6.1	APOLLO2	111
6.1.1	UOX	111
6.1.2	MOX	117
6.1.3	UO ₂ Gd ₂ O ₃	122
6.2	DRAGON5	127
6.2.1	UOX	128
6.2.2	MOX	133
6.2.3	UO ₂ Gd ₂ O ₃	138
CHAPITRE 7 CONCLUSION		143
7.1	Synthèse des travaux	143
7.2	Limitations de la solution proposée	144
7.3	Améliorations futures	145
RÉFÉRENCES		146
ANNEXES		149

LISTE DES TABLEAUX

2.1	Découpage énergétique pour la validation.	37
4.1	Taux d'absorption de l'U238 pour le RAF/LISU et RAF+/CST.	44
4.2	Étude de convergence géométrique du taux de fission.	46
4.3	Taux d'absorption de l'U238 pour les paramètres de traçage du MOC.	47
4.4	Taux d'absorption de l'U235 pour les paramètres de traçage du MOC.	47
4.5	Comparaison de la formule des six facteurs.	48
4.6	Taux d'absorption de l'U238 pour le maillage énergétique.	49
4.7	Comparaison des taux d'absorption U5/U8 pour l'UOX en fonction du calcul du flux dans l'autoprotection - DRAGON5.	50
4.8	Comparaison de la formule des six facteurs.	51
4.9	Taux d'absorption pour l'U238 pour la bibliothèque - MOX.	51
4.10	Taux d'absorption pour le Pu240 en fonction de la bibliothèque - MOX.	52
4.11	Taux d'absorption pour le Pu241 pour la bibliothèque - MOX.	52
4.12	Taux d'absorption en pcm de l'U238 à 100 % de taux de vide - MOX.	53
5.1	Temps d'exécution par rapport à la méthode d'autoprotection.	56
5.2	Formule des six facteurs pour la méthode d'autoprotection - UOX.	56
5.3	Taux d'absorption de l'U238 pour la méthode d'autoprotection - UOX.	57
5.4	Taux d'absorption de l'U235 pour l'autoprotection - UOX.	57
5.5	Taux d'absorption pour une cellule UOX avec profil de température.	60
5.6	Formule des six facteurs pour la méthode d'autoprotection - MOX.	60
5.7	Taux d'absorption de l'U238 pour l'autoprotection - MOX.	61
5.8	Taux d'absorption du Pu239 pour l'autoprotection - MOX.	62
5.9	Taux d'absorption du Pu240 pour l'autoprotection - MOX.	63
5.10	Taux d'absorption de l'U238 pour le mélange avec S-C - MOX.	64
5.11	Taux d'absorptions U238 et Pu239 avec vidange à 40 % - MOX.	65
5.12	Taux d'absorption U238 et Pu239 avec vidange à 80 % - MOX.	66
5.13	Taux d'absorption U238 et Pu239 avec vidange à 100 % - MOX.	67
5.14	Formule des six facteurs - MOX haute température.	68
5.15	Taux d'absorption de l'U238 avec le MOX haute température.	69
5.16	Formule des six facteurs pour l'autoprotection - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$	70
5.17	Taux d'absorption de l'U238 pour l'autoprotection - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$	70
5.18	Taux d'absorption de l'U235 pour l'autoprotection - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$	71
5.19	Temps d'exécution par rapport à la modélisation de la source.	74

5.20	Formule des six facteurs pour la modélisation de la source - UOX. . . .	74
5.21	Taux d'absorption de l'U238 pour la modélisation de la source - UOX.	75
5.22	Taux d'absorption de l'U235 pour la modélisation de la source - UOX.	76
5.23	Taux d'absorption du H1 pour la modélisation de la source - UOX. . .	76
5.24	Taux d'absorption du B10 pour la modélisation de la source - UOX. . .	76
5.25	Formule des six facteurs pour la modélisation de la source - MOX. . . .	77
5.26	Taux d'absorption de l'U238 pour la modélisation de la source.	78
5.27	Taux d'absorption du H1 pour la modélisation de la source - MOX. . .	78
5.28	Taux d'absorption du B10 pour la modélisation de la source - MOX. . .	79
5.29	Formule des six facteurs pour la modélisation de la source - MOX. . . .	80
5.30	Taux d'absorption de l'U238 pour la modélisation de la source - UO ₂ Gd ₂ O ₃ .	80
5.31	Taux d'absorption du H1 pour la modélisation de la source - UO ₂ Gd ₂ O ₃ .	81
5.32	Taux d'absorption du B10 pour la modélisation de la source - UO ₂ Gd ₂ O ₃ .	81
5.33	Temps d'exécution par rapport à la loi de choc.	83
5.34	Formule des six facteurs pour la correction de loi de choc - UOX. . . .	84
5.35	Taux d'absorption de l'U238 pour la correction de la loi de choc - UOX.	85
5.36	Formule des six facteurs pour la correction de la loi de choc - MOX. . .	86
5.37	Taux d'absorption de l'U238 pour la correction de la loi de choc - MOX.	87
5.38	Taux d'absorption du Pu239 pour la correction de la loi de choc - MOX.	88
5.39	Formule des six facteurs pour la correction de la loi de choc - UO ₂ Gd ₂ O ₃ .	89
5.40	Taux d'absorption de l'Uranium 238 pour la correction de la loi de choc - UO ₂ Gd ₂ O ₃	90
5.41	Extrait du taux d'absorption pour le Gd155 - UO ₂ Gd ₂ O ₃	91
5.42	Extrait du taux d'absorption pour le Gd157 - UO ₂ Gd ₂ O ₃	91
5.43	Temps d'exécution pour la configuration optimisée.	94
5.44	Formule des six facteurs pour la configuration choisie - UOX.	94
5.45	Taux d'absorption de l'U238 pour la configuration choisie - UOX. . . .	95
5.46	Taux d'absorption de l'U235 pour la configuration choisie - UOX. . . .	96
5.47	Formule des six facteurs pour la configuration choisie - MOX.	97
5.48	Taux d'absorption de l'U238 pour la configuration choisie - MOX. . . .	97
5.49	Taux d'absorption du Pu239 pour la configuration choisie - MOX. . . .	98
5.50	Taux d'absorption du Pu240 pour la configuration choisie - MOX. . . .	99
5.51	Formule des six facteurs pour la configuration choisie - UO ₂ Gd ₂ O ₃ . . .	100
5.52	Taux d'absorption de l'U238 pour la configuration choisie - UO ₂ Gd ₂ O ₃ .	100
5.53	Taux d'absorption de l'U235 pour la configuration choisie - UO ₂ Gd ₂ O ₃ .	101
5.54	Temps d'exécution des configurations DRAGON5.	103

5.55	Taux d'absorption pour l'UOX - DRAGON5.	104
5.56	Taux d'absorption pour le MOX - DRAGON5.	105
5.57	Taux d'absorption pour l'UO ₂ Gd ₂ O ₃ - DRAGON5.	107
A.1	Découpages énergétiques 13 groupes.	149
B.1	k_{eff} des différentes configurations APOLLO2.	150
B.2	k_{eff} des différents modèles DRAGON5 et TRIPOLI4 (+incertitudes en <i>pcm</i>).	150
B.3	Temps d'exécution des différentes configurations APOLLO2 en secondes.	150
D.1	Pas d'évolution en GWj/t.	152
E.1	Comparaison des taux d'absorption SERPENT2-TRIPOLI4 UOX à 13 groupes et à temps 0.	154
E.2	Comparaison des taux d'absorption SERPENT2-TRIPOLI4 MOX à 13 groupes et à temps 0.	155
E.3	Comparaison des taux d'absorption SERPENT2-TRIPOLI4 UO ₂ Gd ₂ O ₃ à 13 groupes et à temps 0.	155
E.4	Erreurs statistiques associées à SERPENT2/TRIPOLI4 et à temps 0 - UOX.	156
E.5	Erreurs statistiques associées à SERPENT2/TRIPOLI4 et à temps 0 - MOX.	157
E.6	Erreurs statistiques associées à SERPENT2/TRIPOLI4 et à temps 0 - UO ₂ Gd ₂ O ₃	157

LISTE DES FIGURES

2.1	Discrétisation des résonances de l'U238 (20, 9eV) et du Pu240 (20, 5eV) avec le maillage SHEM361.	8
2.2	Concentration de Pu239 en fonction de l'anneau de combustible considéré.	11
2.3	Cellule avec combustible et modérateur discrétisés.	11
2.4	Différentes représentations d'une section efficace.	14
2.5	Phénomène d'autoprotection sur la résonance de l'U238 à 20, 9 eV. . .	15
2.6	Principe de l'autoprotection introduite par R. Sanchez et M. Coste-Delclaux.	16
2.7	Discrétisation en espace et en angle.	26
2.8	Section efficace de l'U235 multigroupe et le découpage 13 groupes. . . .	36
3.1	Géométrie d'assemblage UOX et MOX avec un maillage Moulin à Vent.	38
3.2	Géométrie d'assemblage $UO_2Gd_2O_3$ avec un maillage Moulin à Vent. . .	39
4.1	Discrétisation géométrique pour une cellule (1).	41
4.2	Discrétisation géométrique pour une cellule (2).	42
4.3	Comparaison des facteurs en fonction du type de maillage géométrique (<i>pcm</i>).	42
4.4	Cellule considérée pour l'étude de convergence en rouge.	45
5.1	Nappe de la différence du taux de fission normalisée en %.	58
5.2	Nappe de la différence du taux de fission normalisée - MOX.	63
5.3	Nappe de la différence du taux de fission normalisée en % - $UO_2Gd_2O_3$. .	72
5.4	Nappe de la différence du taux de fission normalisée en % - UOX. . . .	77
5.5	Nappe de la différence du taux de fission normalisée en % - MOX. . . .	79
5.6	Nappe de la différence du taux de fission normalisée en % - $UO_2Gd_2O_3$. .	81
5.7	Nappe de la différence du taux de fission normalisée en % - UOX. . . .	86
5.8	Nappe de la différence du taux de fission normalisée en % - MOX. . . .	89
5.9	Nappe de la différence du taux de fission normalisée en % - $UO_2Gd_2O_3$. .	92
5.10	Nappe de la différence du taux de fission normalisée en % - UOX. . . .	96
5.11	Nappe de la différence du taux de fission normalisée en % - MOX. . . .	99
5.12	Nappe de la différence du taux de fission normalisée en % - $UO_2Gd_2O_3$. .	102
5.13	Nappe de la différence du taux de fission normalisée pour l'UOX en % - DRAGON5.	104
5.14	Nappe de la différence du taux de fission normalisée pour le MOX en % - DRAGON5.	106

5.15	Nappe de la différence du taux de fission normalisée pour l' $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ en % - DRAGON5.	107
6.1	Cellules considérées pour l'étude en évolution.	110
6.2	Évolution du Nd145 et du Nd148 pour le P3 RAF LISU avec sous- groupes - UOX.	111
6.3	Évolution du k_{eff} en fonction de l'irradiation - UOX.	112
6.4	Évolution de l'erreur du k_{eff} en fonction de l'irradiation - UOX.	112
6.5	Évolution des concentrations de l'Uranium - UOX - (5,1).	113
6.6	Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - UOX - (5,1).	114
6.7	Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - UOX - (5,1).	115
6.8	Évolution des concentrations des produits de fission (1)- UOX - (5,1).	116
6.9	Évolution des concentrations des produits de fission (2)- UOX - (5,1).	116
6.10	Évolution du Nd145 et du Nd148 pour le P3 RAF LISU avec sous- groupes - MOX.	117
6.11	Évolution du k_{eff} en fonction de l'irradiation - MOX.	118
6.12	Évolution de l'erreur du k_{eff} en fonction de l'irradiation - MOX.	118
6.13	Évolution des concentrations de l'Uranium - MOX - (2,1).	119
6.14	Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - MOX - (2,1).	120
6.15	Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - MOX - (2,1).	120
6.16	Évolution des concentrations des produits de fission (1) - MOX - (2,1).	121
6.17	Évolution des concentrations des produits de fission (2) - MOX - (2,1).	122
6.18	Évolution du Nd145 et du Nd148 pour le P3 RAF LISU avec sous- groupes - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$	123
6.19	Évolution du k_{eff} en fonction de l'irradiation - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$	123
6.20	Évolution de l'erreur du k_{eff} en fonction de l'irradiation - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$	124
6.21	Évolution des concentrations de l'Uranium - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (3,3).	125
6.22	Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (3,3).	125
6.23	Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (3,3).	126
6.24	Évolution des concentrations des produits de fission (1) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (3,3).	126

6.25	Évolution des concentrations des produits de fission (2) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (3,3).	127
6.26	Évolution du Nd145 et du Nd148 pour la référence DRAGON5 - UOX.	128
6.27	Évolution du k_{eff} en fonction de l'irradiation pour DRAGON5 - UOX.	129
6.28	Évolution de l'erreur du k_{eff} en fonction de l'irradiation pour DRAGON5 - UOX.	129
6.29	Evolution des concentrations des actinides majeurs - DRAGON5 - UOX - (5,1).	130
6.30	Evolution des concentrations des actinides mineurs - DRAGON5 - UOX - (5,1).	130
6.31	Evolution des concentrations des produits de fission (1) - DRAGON5 - UOX - (5,1).	131
6.32	Evolution des concentrations des produits de fission (2) - DRAGON5 - UOX - (5,1).	132
6.33	Évolution du Nd145 et du Nd148 pour la référence DRAGON5 - MOX.	133
6.34	Évolution du k_{eff} en fonction de l'irradiation pour DRAGON5 - MOX.	134
6.35	Évolution de l'erreur du k_{eff} en fonction de l'irradiation pour DRAGON5 - MOX.	134
6.36	Evolution des concentrations des actinides majeurs - DRAGON5 - MOX - (2,1).	135
6.37	Evolution des concentrations des actinides mineurs - DRAGON5 - MOX - (2,1).	136
6.38	Evolution des concentrations des produits de fission (1) - DRAGON5 - MOX - (2,1).	136
6.39	Evolution des concentrations des produits de fission (2) - DRAGON5 - MOX - (2,1).	137
6.40	Évolution du Nd145 et du Nd148 pour la référence DRAGON5 - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$.	138
6.41	Évolution du k_{eff} en fonction de l'irradiation pour DRAGON5 - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$.	139
6.42	Évolution de l'erreur du k_{eff} en fonction de l'irradiation pour DRAGON5 - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$	139
6.43	Evolution des concentrations des actinides majeurs - DRAGON5 - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (3,3).	140
6.44	Evolution des concentrations des actinides mineurs - DRAGON5 - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (3,3).	140
6.45	Evolution des concentrations des produits de fission (1) - DRAGON5 - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (3,3).	141

6.46	Evolution des concentrations des produits de fission (2) - DRAGON5 - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (3,3).	142
C.1	Erreurs associées à la nappe du taux de fission en % - UOX - TRIPOLI4.	151
C.2	Erreurs associées à la nappe du taux de fission en % - MOX - TRIPOLI4.	151
C.3	Erreurs associées à la nappe du taux de fission en % - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - TRIPOLI4.	151
F.1	Évolution du k_{eff} en fonction de l'irradiation - UOX - T4D.	158
F.2	Évolution de l'écart du k_{eff} en fonction de l'irradiation - UOX - T4D.	159
F.3	Écart relatif sur la concentration des actinides en fonction de l'irra- diation - Sous-groupes - (5,1) - UOX.	159
F.4	Écart relatif sur la concentration des actinides en fonction de l'irra- diation - Sanchez-Coste - (5,1) - UOX.	160
F.5	Écart relatif sur la concentration des PF en fonction de l'irradiation - Sous-groupes - (5,1) - UOX.	160
F.6	Écart relatif sur la concentration des PF en fonction de l'irradiation - Sanchez-Coste - (5,1) - UOX.	161
F.7	Écart relatif sur la concentration des actinides en fonction de l'irra- diation - Sous-groupes - (6,3) - UOX.	161
F.8	Écart relatif sur la concentration des actinides en fonction de l'irra- diation - Sanchez-Coste - (6,3) - UOX.	162
F.9	Écart relatif sur la concentration des PF en fonction de l'irradiation - Sous-groupes - (6,3) - UOX.	162
F.10	Écart relatif sur la concentration des PF en fonction de l'irradiation - Sanchez-Coste - (6,3) - UOX.	163
F.11	Écart relatif sur la concentration des actinides en fonction de l'irra- diation - Sous-groupes - (8,6) - UOX.	163
F.12	Écart relatif sur la concentration des actinides en fonction de l'irra- diation - Sanchez-Coste - (8,6) - UOX.	164
F.13	Écart relatif sur la concentration des PF en fonction de l'irradiation - Sous-groupes - (8,6) - UOX.	164
F.14	Écart relatif sur la concentration des PF en fonction de l'irradiation - Sanchez-Coste - (8,6) - UOX.	165
G.1	Évolution des concentrations de l'Uranium - UOX - (6,3).	166
G.2	Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - UOX - (6,3).	167

G.3	Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - UOX - (6,3).	167
G.4	Évolution des concentrations des produits de fission (1) - UOX - (6,3).	168
G.5	Évolution des concentrations des produits de fission (2) - UOX - (6,3).	168
G.6	Évolution des concentrations de l'Uranium - UOX - (8,6).	169
G.7	Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - UOX - (8,6).	169
G.8	Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - UOX - (8,6).	170
G.9	Évolution des concentrations des produits de fission (1) - UOX - (8,6).	170
G.10	Évolution des concentrations des produits de fission (2) - UOX - (8,6).	171
G.11	Évolution des concentrations de l'Uranium - MOX - (6,3).	172
G.12	Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - MOX - (6,3).	172
G.13	Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - MOX - (6,3).	173
G.14	Évolution des concentrations des produits de fission (1) - MOX - (6,3).	173
G.15	Évolution des concentrations des produits de fission (2) - MOX - (6,3).	174
G.16	Évolution des concentrations de l'Uranium - MOX - (8,4).	175
G.17	Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - MOX - (8,4).	175
G.18	Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - MOX - (8,4).	176
G.19	Évolution des concentrations des produits de fission (1) - MOX - (8,4).	176
G.20	Évolution des concentrations des produits de fission (2) - MOX - (8,4).	177
G.21	Évolution des concentrations de l'Uranium - MOX - (8,6).	178
G.22	Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - MOX - (8,6).	178
G.23	Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - MOX - (8,6).	179
G.24	Évolution des concentrations des produits de fission (1) - MOX - (8,6).	179
G.25	Évolution des concentrations des produits de fission (2) - MOX - (8,6).	180
G.26	Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - MOX - (9,8).	181
G.27	Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - MOX - (9,8).	181

G.28	Évolution des concentrations des produits de fission (1) - MOX - (9,8).	182
G.29	Évolution des concentrations des produits de fission (2) - MOX - (9,8).	182
G.30	Évolution des concentrations de l'Uranium - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (6,1).	183
G.31	Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (6,1).	183
G.32	Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (6,1).	184
G.33	Évolution des concentrations des produits de fission (1) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (6,1).	184
G.34	Évolution des concentrations des produits de fission (2) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (6,1).	185
G.35	Évolution des concentrations de l'Uranium- $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (8,6).	185
G.36	Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (8,6).	186
G.37	Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (8,6).	186
G.38	Évolution des concentrations des produits de fission (1) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (8,6).	187
G.39	Évolution des concentrations des produits de fission (2) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (8,6).	187
H.1	Évolution des concentrations des actinides (1) - UOX - (6,3).	188
H.2	Évolution des concentrations des actinides (2) - UOX - (6,3).	189
H.3	Évolution des concentrations des produits de fission (1) - UOX - (6,3).	189
H.4	Évolution des concentrations des produits de fission (2) - UOX - (6,3).	190
H.5	Évolution des concentrations des actinides (1) - MOX - (6,3).	190
H.6	Évolution des concentrations des actinides (2) - MOX - (6,3).	191
H.7	Évolution des concentrations des produits de fission (1) - MOX - (6,3).	191
H.8	Évolution des concentrations des produits de fission (2) - MOX - (6,3).	192
H.9	Évolution des concentrations des actinides (1) - MOX - (8,4).	192
H.10	Évolution des concentrations des actinides (2) - MOX - (8,4).	193
H.11	Évolution des concentrations des produits de fission (1) - MOX - (8,4).	193
H.12	Évolution des concentrations des produits de fission (2) - MOX - (8,4).	194
H.13	Évolution des concentrations des actinides (1) - MOX - (8,6).	194
H.14	Évolution des concentrations des actinides (2) - MOX - (8,6).	195
H.15	Évolution des concentrations des produits de fission (1) - MOX - (8,6).	195
H.16	Évolution des concentrations des produits de fission (2) - MOX - (8,6).	196

H.17	Évolution des concentrations des actinides (1) - MOX - (9,8).	196
H.18	Évolution des concentrations des actinides (2) - MOX - (9,8).	197
H.19	Évolution des concentrations des produits de fission (1) - MOX - (9,8).	197
H.20	Évolution des concentrations des produits de fission (2) - MOX - (9,8).	198
H.21	Évolution des concentrations des actinides (1) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (6,1).	198
H.22	Évolution des concentrations des actinides (2) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (6,1).	199
H.23	Évolution des concentrations des produits de fission (1) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (6,1).	199
H.24	Évolution des concentrations des produits de fission (2) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (6,1).	200
H.25	Évolution des concentrations des actinides (1) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (8,6).	200
H.26	Évolution des concentrations des actinides (2) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (8,6).	201
H.27	Évolution des concentrations des produits de fission (1) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (8,6).	201
H.28	Évolution des concentrations des produits de fission (2) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (8,6).	202

LISTE DES ANNEXES

Annexe A	Maillages énergétiques de comparaison	149
Annexe B	Résumé des k_{eff} et temps d'exécution des différentes configurations . .	150
Annexe C	Incertitudes associées à la nappe du taux de fission pour TRIPOLI4 . .	151
Annexe D	Pas d'évolution	152
Annexe E	Comparaison SERPENT2-TRIPOLI4 à temps 0	154
Annexe F	Validation de l'UOX en évolution par rapport à TRIPOLI4D	158
Annexe G	Validation en évolution d'APOLLO2 par rapport à SERPENT2	166
Annexe H	Validation en évolution de DRAGON5 par rapport à SERPENT2 . . .	188

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

REP	Réacteur à Eau sous Pression
REL	Réacteur à Eau Légère
CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique et aux énergies alternatives
MOC	Méthode des caractéristiques
VTT	Technical Research Centre of Finland
Edf	Électricité de France
SHEM-MOC	Schéma de calcul de référence pour le calcul neutronique des réacteurs à eau légère
REL2005	Schéma de calcul "optimisé" pour le calcul neutronique des réacteurs à eau légère
RNR	Réacteurs à Neutrons Rapides
P0c	Développement en polynômes de Legendre à l'ordre 0 avec une correction de transport
P3	Développement en polynômes de Legendre à l'ordre 3
k_{eff}	Coefficient de multiplication effectif
ρ	Réactivité
MAV	Maillage type Moulin à Vent
RAF	Maillage type Raffiné
CI	Calcul du flux par la méthode des courants d'interface

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

En se basant sur la réaction en chaîne créée par la fission d'isotopes lourds, une nouvelle industrie s'est développée après la Seconde Guerre mondiale dans le but de produire de l'énergie. Du fait des orientations politiques et scientifiques des différents pays, plusieurs filières électronucléaires ont vu le jour. À présent, celle qui domine le marché est la technologie des Réacteurs à Eau sous Pression (REP), initialement introduite par l'américain Westinghouse. Globalement, ce type de réacteur est divisé en trois boucles. Le circuit primaire qui contient le cœur chauffe de l'eau sous pression par la fission de neutrons thermiques. Une fois chauffé, le caloporteur via des générateurs de vapeur permet de porter à ébullition l'eau de la boucle secondaire. Cette dernière va ainsi sous forme de vapeur, actionner des alternateurs puis sera refroidie par un dernier circuit connecté à une source froide.

Comme indiqué précédemment, les neutrons pour les réacteurs similaires aux REP sont thermiques. Il existe d'autres réacteurs fonctionnant avec des neutrons n'ayant pas subi de ralentissement. Mais cette catégorie n'est pas traitée dans ce mémoire. Néanmoins, Simon (2011) a réalisé une étude préliminaire portant sur ce type de réacteur, sans toutefois atteindre le niveau de détail traité ici.

D'une installation à une autre, les différents paramètres peuvent varier tel que l'enrichissement du combustible, le nombre de générateurs de vapeur, etc. mais la partie cœur des REP reste globalement la même. Les éléments fissibles provoquant les réactions de fission sont localisés dans des barres de combustible. Celles-ci sont regroupées en 154 assemblages dans le cœur d'un REP 900 *MWe*. Pour un assemblage, on dénombre 289 emplacements pour le combustible. De plus, 24 gaines vides en alliage de zirconium permettent d'accueillir les grappes de contrôle (nommées Trous d'eau) et un emplacement central est présent pour l'instrumentation du cœur (Bébin, 1979).

Pour les REP, trois types de combustible peuvent être employés :

- L'oxyde d'uranium (UOX) ;
- Le combustible *MOX* basé sur un mélange d' UO_2 et d'oxyde de plutonium (PuO_2) extrait du combustible retraité ;
- L'oxyde d'uranium dopé au gadolinium ($UO_2Gd_2O_3$) ; permettant de compenser l'excédent de réactivité initiale du cœur du réacteur.

Que ce soit pour le pilotage, pour des études de sûreté ou de la conception, il est nécessaire de modéliser finement le comportement neutronique du réacteur. Dans ce but, les physiciens des réacteurs résolvent l'équation bilan de Boltzmann modélisant la variation de la population neutronique au sein d'un élément de volume. En effet, ce sont principalement les neutrons qui induisent la fission. Le flux neutronique est donc une donnée fondamentale permettant d'obtenir notamment la distribution de puissance thermique dans le cœur.

Du fait de sa complexité, il n'est pas possible de résoudre l'équation de transport analytiquement, mais un certain nombre d'approximations mathématiques et physiques permettent d'obtenir les grandeurs recherchées avec une erreur acceptable. À l'échelle de l'assemblage, les codes de calculs dits modulaires multigroupes se basent sur cela (Santamarina *et al.*, 2004), les deux qui seront traités au cours de ce mémoire sont :

- **APOLLO2** : code développé par le *Service d'Études des Réacteurs et Mathématiques Appliquées* (SERMA) du Commissariat à l'Énergie Atomique et aux énergies alternatives (CEA) (Santamarina *et al.*, 2004) ;
- **DRAGON5** : code développé par l'Institut de Génie Énergétique de l'École Polytechnique de Montréal (Marleau *et al.*, 2013). L'une de ses particularités est d'être *open source*.

Cependant, il existe aussi une autre famille de codes de calcul dits stochastiques. À contrario des codes déterministes, ceux-ci ne résolvent pas l'équation intégral-différentielle de Boltzmann. En réalité, ils suivent la marche aléatoire du neutron. Basé sur les statistiques et la connaissance de densités de probabilités, pour une population assez grande, ce type de code est jugé exact. Les deux qui seront traités au cours de ce mémoire sont :

- **SERPENT2** : code distribué par le centre de recherche VTT en Finlande (Leppänen, 2007) ;
- **TRIPOLI4** : code développé par le CEA (Dumonteil *et al.*, 2007).

Pour clore cette introduction au monde de la neutronique, dans son travail, l'ingénieur-chercheur doit faire face à un certain nombre d'approximations. Il cherche à composer la meilleure combinaison permettant d'atteindre ses objectifs. La précision du calcul est directement liée au temps d'exécution. Le neutronicien doit être capable de gérer les limites numériques intrinsèques aux codes, mais aussi la partie en amont qui est quant à elle physique. Les données nucléaires étant la base même de la neutronique, un regard critique y est porté, car elles ne sont pas exemptes de biais dûs à leur mesure et évaluation.

1.1 Éléments de la problématique

Du fait du développement de la puissance des unités de calcul, plusieurs options jamais considérées jusqu'à présent dans les codes de calcul de physique des réacteurs commencent à être envisagées. L'un des éléments les plus significatifs de cette avancée est l'introduction depuis une dizaine d'années de la méthode des caractéristiques. De plus, il est maintenant possible de considérer l'introduction de techniques jusqu'à présent réservées aux réacteurs rapides ou aux calculs de cœurs.

En ce qui concerne les codes stochastiques, ils bénéficient aussi de ce décuplement de la puissance de calcul. Jusqu'à il y a peu, étudier l'évolution isotopique de différents milieux en Monte Carlo se révélait impossible, dû au temps de calcul considérable. Maintenant, de plus en plus de codes permettent de le faire dans un temps relativement acceptable en se basant sur une parallélisation massive des stations de travail.

Pour les neutroniciens, développer des schémas de calcul avec les codes déterministes nécessite différentes étapes qui sont :

- **La vérification** : on s'assure qu'il n'y a pas de bogues dans le schéma et que les évolutions successives des codes n'introduisent pas de bogues supplémentaires ;
- **La validation** : le schéma de calcul est comparé à un calcul stochastique dit de référence ;
- **La qualification** : le schéma de calcul est comparé à une expérience réelle.

En se basant sur l'état de l'art des connaissances neutroniques, on remarque que l'étape de validation est rarement faite avec une évolution isotopique. Généralement, on utilise les codes stochastiques à différentes irradiations. De plus, autant la validation que la qualification sont basées sur un ensemble cohérent et qualifié de *schémas de calculs*, qui doivent être développés en supplément des codes informatiques. Dans le cas du code APOLLO2, ces schémas de calculs ont pour acronyme SHEM-MOC ou REL2005. Au niveau du code modulaire multigroupe DRAGON5, la validation n'a pas été réalisée de façon complète, alliant étude macroscopique et microscopique.

1.2 Objectifs de recherche

Le but de ce projet de recherche est de valider un nouveau calcul de référence pour les réacteurs thermiques. Des études précises à temps 0 et en évolution permettront d'offrir une légitimité à tout utilisateur de ce nouveau schéma de référence.

L'élément innovant de ce nouveau calcul est principalement l'utilisation de la méthode des sous-groupes couplée à un découpage énergétique large à 361 groupes de type *Santamarina-Hfaiedh energy mesh* (SHEM). De plus, différentes options sont étudiées tels que la représentation spatiale de la source dans le MOC en linéaire, le relèvement de la coupure thermique de la bibliothèque énergétique, la variation de la discrétisation du maillage spatial et la modélisation de la loi de choc en développement de polynômes de Legendre ou avec un terme correctif.

Les différents éléments cités précédemment sont étudiés pour des assemblages de type REP. Au niveau du combustible, l'UOX, le MOX et l'UOX gadoliné sont considérés.

De plus, une expérience numérique est réalisée sous DRAGON5 avec un crayon UOX possédant un gradient de température au sein du combustible. Cela permet de s'affranchir de la température effective du combustible.

Pour le cas particulier du MOX, la robustesse de la méthode des caractéristiques est validée avec des expériences numériques spécifiques. Elle est exécutée avec un combustible à très haute température pour étudier le recouvrement des résonances avec l'effet Doppler et avec un effet de vidange du modérateur pour observer le déplacement du flux neutronique.

1.3 Plan du mémoire

Cette étude est divisée en plusieurs parties. Tout d'abord un état de l'art sur la neutronique est abordé. Les méthodes employées dans les expériences telles que la méthode des caractéristiques et l'autoprotection des résonances par les sous-groupes sont mises en exergues.

À la suite de cela, lorsque le lecteur aura appréhendé les différentes notions de neutroniques liées à ce sujet, l'étude sera divisée en trois principales parties. Tout d'abord, les paramètres recommandés par le CEA dans ses schémas de calcul SHEM-MOC et REL2005 sont étudiés, puis la validation à temps 0 du nouveau calcul est faite et pour finir l'étude en évolution est réalisée.

Ces différents sujets couverts, des perspectives seront évoquées ainsi qu'une conclusion. Des annexes sont disponibles, permettant d'approfondir les résultats obtenus au cours des différentes analyses.

CHAPITRE 2

REVUE DE LITTÉRATURE

Cette partie s'efforce d'aborder les notions de base de la neutronique. Cette description n'est pas exhaustive et a surtout pour objectif de présenter la théorie derrière ce projet. La partie code réseau pour les calculs déterministes et les généralités stochastiques (i.e. Monte Carlo) sont uniquement évoquées.

2.1 Théorie des codes réseaux

2.1.1 Présentation de l'équation de transport

L'équation bilan de Boltzmann, dite équation de transport permet de modéliser le bilan d'une population neutronique au sein d'un élément de volume. Pour cela, il est nécessaire de définir les différentes variables modélisant une particule. Cette dernière évolue dans un espace à 6 dimensions : 3 pour la position et 3 pour la vitesse. Elles sont présentées de la manière suivante :

- \vec{r} , la position ;
- $\vec{V} = \frac{d\vec{r}}{dt}$, la vitesse subdivisée en trois variables : $V = \|\vec{V}\|$, son module et son angle solide $\vec{\Omega} = \frac{\vec{V}}{V} = (\sqrt{1 - \mu^2} \cos \varphi, \sqrt{1 - \mu^2} \sin \varphi, \mu)$.

Étant à la base une équation de physique statistique, ce qui intéresse le physicien des réacteurs n'est pas la particule seule, mais la population neutronique dans le volume et au temps considéré. On pose alors la distribution neutronique :

$$n(\vec{r}, V, \vec{\Omega}, t)$$

Ce qui donne

$$n(\vec{r}, V, \vec{\Omega}, t) dr^3 dV d^2\Omega$$

qui correspond au nombre de neutrons dans un élément de volume dr^3 autour du point \vec{r} dans l'élément de vitesse dV autour de V et dans l'angle solide $d^2\Omega$ autour de Ω , tout cela au temps t . Ces différentes informations permettent de définir la variable modélisée par l'équation de transport, qui est le flux neutronique :

$$\phi(\vec{r}, V, \vec{\Omega}, t) = V \cdot n(\vec{r}, V, \vec{\Omega}, t) \quad (2.1)$$

D'une manière générale, et en considérant le fait que le projet s'effectue en état dit stationnaire, l'équation de transport se résume à la forme suivante (Hébert, 2009a) :

$$\vec{\Omega} \cdot \nabla \phi(\vec{r}, V, \vec{\Omega}) + \Sigma(\vec{r}, V) \phi(\vec{r}, V, \vec{\Omega}) = Q(\vec{r}, V, \vec{\Omega}) \quad (2.2)$$

Il est à noter que $\Sigma(\vec{r}, V)$ est la section efficace macroscopique totale. Le membre de droite est le terme de source, sa définition est la suivante :

$$Q(\vec{r}, E, \Omega) = \int_{4\pi} d^2\Omega' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(\vec{r}, E \leftarrow E', \vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega}') \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') + \frac{1}{4\pi k_{eff}} Q^{fiss}(\vec{r}, E) \quad (2.3)$$

où

- $\Sigma_s(\vec{r}, E \leftarrow E', \vec{\Omega} \leftarrow \vec{\Omega}')$ est la section efficace macroscopique différentielle prenant en compte la diffusion et les réactions (n,xn) ;
- $E = \frac{1}{2}mV^2$;
- k_{eff} est le coefficient de multiplication effectif ;
- $Q^{fiss}(\vec{r}, E)$ est le terme de production par fission, supposé isotrope dans le laboratoire.

Ce dernier est défini tel que :

$$Q^{fiss}(\vec{r}, E) = \sum_{j=1}^{J^{fiss}} \chi_j(E) \int_0^\infty dE' \nu \Sigma_{f,j}(\vec{r}, E') \phi(\vec{r}, E') \quad (2.4)$$

avec,

- J^{fiss} le nombre total d'isotopes fissiles ;
- $\nu \Sigma_{f,j}(\vec{r}, E')$ le nombre de neutrons émis par fission par la section efficace macroscopique de fission du $j^{ième}$ isotope fissile.

Afin de faciliter la résolution de l'équation de transport, il est nécessaire de discrétiser le domaine énergétique en plusieurs centaines de groupes (Hébert, 2009a). La méthode consiste à supposer que les grandeurs du système sont constantes au sein de chaque groupe. Généralement, les limites sont définies de telle sorte que les résonances sont soit englobées dans un seul groupe, soit reconstruites judicieusement par plusieurs groupes.

En définissant la léthargie u , telle que $u = \ln \frac{E}{E_0}$ avec E_0 une énergie de référence, on a :

$$W_g = \{u; u_{g-1} \leq u \leq u_g\} = \{E; E_g \leq E \leq E_{g-1}\} \quad g = [1..G] \quad (2.5)$$

Ce qui transforme l'équation de transport de la façon suivante :

$$\vec{\Omega} \cdot \nabla \phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma_g(\vec{r}) \phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = Q_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (2.6)$$

où $1 \leq g \leq G$. La densité de source multigroupe est :

$$Q_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \sum_{h=1}^G \int_{4\pi} \Sigma_{s,g \leftarrow h}(\vec{r}, \vec{\Omega}, \vec{\Omega}') \phi_h(\vec{r}, \vec{\Omega}') d^2\Omega' + \frac{1}{4\pi k_{eff}} \sum_{j=1}^{Jfiss} \chi_{j,g} \sum_{h=1}^G \nu \Sigma_{f,j,h}(\vec{r}) \phi_h(\vec{r}) \quad (2.7)$$

avec :

$$\chi_{j,g} \equiv \langle \chi_j \rangle_g = \int_{E_g}^{E_{g-1}} du \chi_j(u) \quad (2.8)$$

$$\nu \Sigma_{f,j,h}(\vec{r}) = \frac{1}{\phi_h(\vec{r})} \int_{E_g}^{E_{g-1}} \nu \Sigma_{f,j}(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E) dE \quad (2.9)$$

$$\Sigma_{s,g \leftarrow h}(\vec{r}, \vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}') = \frac{1}{\phi_h(\vec{r})} \int_{E_g}^{E_{g-1}} \int_{E_h}^{E_{h-1}} \Sigma_s(\vec{r}, E \leftarrow E', \vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}') \phi(\vec{r}, E') dE' dE \quad (2.10)$$

Cette brève introduction à l'équation de transport permet de mieux appréhender les notions qui vont suivre.

2.1.2 Données fondamentales

En plus des données géométriques et thermohydrauliques du système, des données nucléaires doivent être prises en compte. Elles regroupent entre autres les sections efficaces microscopiques, les spectres de fission, les données de covariance, etc. Différents organismes sont chargés de les compiler via des expériences ou des simulations. Sous la forme d'une évaluation appelée *JEFF* (Joint Evaluated Fission and Fusion File), elles apparaissent compilées par la NEA en Europe ou sous le format *ENDF/B* aux États-Unis.

Les valeurs compilées sont alors processées via le code NJOY (MacFarlane et Muir, 1994), permettant d'adapter les données nucléaires au besoin du physicien. Les éléments notables dans le cas de ce projet sont l'interpolation de la température (de 0 K à la température du système), le découpage multigroupe et le traitement des tables de probabilité dans le domaine non résolu.

Pour le besoin de cette étude, l'évaluation choisie est la *JEFF3.1.1*. À cela s'ajoutent trois découpages énergétiques dit SHEM (*Santamarina Hfaiedh Energy Mesh*) réalisés au CEA/SPRC. Ils offrent pour deux d'entre eux la particularité de décrire finement les résonances à basse énergie, ce qui permet de s'affranchir de l'autoprotection en dessous de 22, 5eV.

Les découpages utilisés sont : le SHEM361 (Hébert et Santamarina, 2008), le SHEM281 (Hfaiedh, 2006) et le SHEM295 (Hébert, 2009b). Le premier est une combinaison des deux derniers coupés à $22,5 \text{ eV}$.

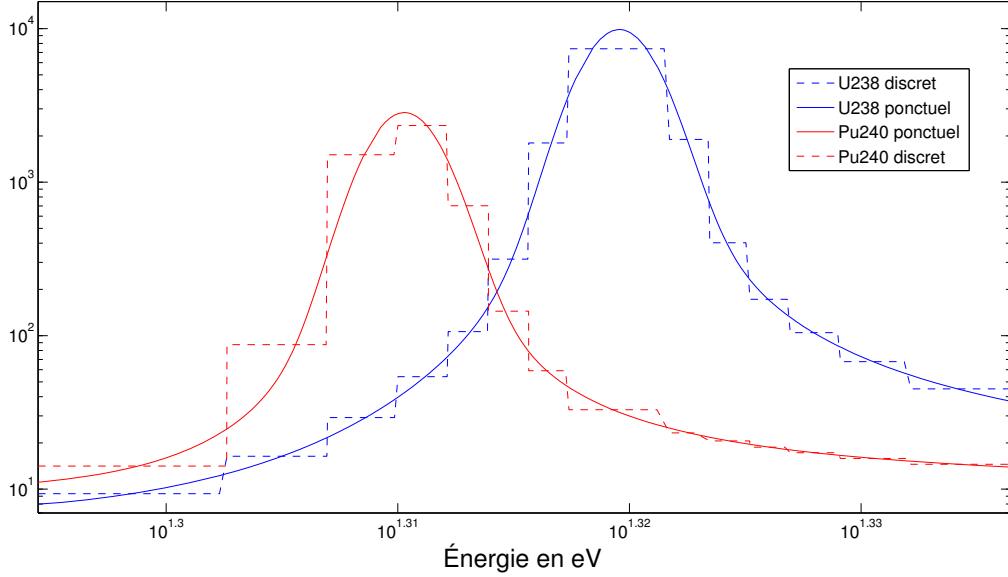


Figure 2.1 Discretisation des résonances de l'U238 ($20,9 \text{ eV}$) et du Pu240 ($20,5 \text{ eV}$) avec le maillage SHEM361.

À noter qu'une autre approximation est appliquée lors du processing. Dans le domaine thermique, les effets d'agitation thermique ne sont plus négligeables. Un milieu diffuseur de neutrons va alors transférer une partie de son énergie aux neutrons, ce qui va permettre à un pourcentage de la population d'effectuer une remontée énergétique. Cet effet est dit d'*upscattering* et n'a lieu qu'à faible énergie.

Lors du processing de la bibliothèque, pour un souci d'espace mémoire, on décide arbitrairement de fixer une valeur limite en énergie à cet effet. Celle-ci est appelée *coupure thermique* et délimite le domaine thermique. Généralement, elle est introduite lorsque les matrices de transfert des isotopes sont créées, ce qui a pour effet de les rendre triangulaires pour les groupes d'énergie supérieurs à la coupure.

2.1.3 Anisotropie des sources de diffusion

Deux techniques sont possibles pour traiter l'anisotropie du choc. Soit on développe la section efficace de diffusion jusqu'à un ordre N , soit on applique une correction de transport

à un développement en polynômes de Legendre à l'ordre 0. Dans le cadre de ce projet, deux options sont étudiées : expansion à l'ordre 0 mais avec une correction de transport, expansion à l'ordre 3 en polynômes de Legendre sans correction de transport.

La première méthode consiste à effectuer une expansion en polynômes de Legendre à l'ordre L de la section efficace macroscopique différentielle de diffusion. À cela, on ajoute un terme supplémentaire symbolisé par un delta Dirac :

$$\begin{aligned} \Sigma_s(\vec{r}, E \leftarrow E', \mu) &= \sum_{l=0}^L \frac{2l+1}{2} \bar{\Sigma}_{s,l}(\vec{r}, E \leftarrow E') P_l(\mu) \\ &+ \Delta\Sigma_{tr,L+1}(\vec{r}, E \leftarrow E') \delta(\mu - 1) \end{aligned} \quad (2.11)$$

où $\bar{\Sigma}_{s,l}(\vec{r}, E \leftarrow E')$ est le coefficient de Legendre modifié et $\Delta\Sigma_{tr,L+1}(\vec{r}, E \leftarrow E')$ un nouveau terme.

En prenant en compte le fait que ces coefficients conservent les moments de Legendre, on obtient d'après Hébert (2009a) :

$$\Delta\Sigma_{tr,L+1}(\vec{r}, E' \leftarrow E) = \Sigma_{s,L+1}(\vec{r}, E \leftarrow E') \quad (2.12)$$

Dans ce projet, il a été choisi d'appliquer la correction de transport du code APOLLO2. Celle-ci s'applique à un développement en polynômes de Legendre à l'ordre 0 de la section efficace différentielle de diffusion. Donc $L = 0$. L'approximation de micro-réversibilité (MRA) est donc choisie, ce qui conduit à :

$$\Delta\Sigma_{tr,1}(\vec{r}, E) = \int_0^\infty dE' \Sigma_{s,1}(\vec{r}, E' \leftarrow E) \quad (2.13)$$

La densité de source avec la correction de transport et qui est injectée dans l'équation de Boltzmann est :

$$\begin{aligned} \bar{Q}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) &= \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty dE' \bar{\Sigma}_{s,0}(\vec{r}, E \leftarrow E') \phi(\vec{r}, E') \\ &+ \frac{1}{4\pi k_{eff}} \sum_{j=1}^{J^{fiss}} \chi_j(E) \int_0^\infty dE' \nu \Sigma_{f,j}(\vec{r}, E') \phi(\vec{r}, E') \end{aligned} \quad (2.14)$$

Avec la composante P_0 :

$$\bar{\Sigma}_{s,0}(\vec{r}, E \leftarrow E') = \Sigma_{s,0}(\vec{r}, E \leftarrow E') - \delta(E' - E) \Delta\Sigma_{tr,1}(\vec{r}, E) \quad (2.15)$$

L'autre méthode (non utilisée dans ce projet) est le *one-over-E weighting approximation*

(*OEWA*) qui consiste à exprimer le terme supplémentaire tel que :

$$\Delta\Sigma_{tr,1}(\vec{r}, E) = \int_0^\infty dE' W(E', E) \Sigma_{s,1}(\vec{r}, E \leftarrow E') \quad (2.16)$$

avec $W(E', E)$, une fonction de poids (Hébert, 2009a).

2.1.4 Maillage spatial

La géométrie étudiée est un huitième d'assemblage de type REP. Elle consiste en 39 cellules de combustible, 5 emplacements pour les grappes de contrôle et un emplacement central pour l'instrumentation (Bébin, 1979).

Généralement, pour ce type de projet, on étudie uniquement une cellule. Mais dans ce mémoire, il a été jugé préférable d'utiliser un assemblage, mettant en exergue les hétérogénéités dues aux trous d'eau (effet Dancoff d'après Reuss et Bussac (1985)).

Afin de pouvoir modéliser le plus fidèlement possible le système, un maillage spatial est apposé sur la géométrie. Dans le cas du combustible, les isotopes évoluent différemment en fonction de leur position au sein du crayon.

Dans le domaine épithermique, la principale source neutronique provient du modérateur (ralentissement sur l'Hydrogène). Aux énergies des grandes résonances (pour l'U238 notamment), ce flux entrant par la surface du crayon est fortement atténué ; d'où le gradient de taux d'absorption et la formation plus importante de Pu239 en périphérie. Cet effet est encore plus marqué en présence de Gadolinium mais dans le domaine thermique cette fois.

Suite à ces remarques, le combustible est discrétisé en couches occupant respectivement en partant du centre 50 %, 30 %, 15 % et 5 % du volume de la pastille (Santamarina *et al.*, 2004). À noter que dans le cas des cellules gadolinées, on retrouve 6 couronnes (20 %, 20 %, 20 %, 20 %, 15 % et 5 %) ou 11 couronnes (10 %, 10 %, 10 %, 10 %, 10 %, 10 %, 10 %, 5 %, 5 %, 10 %, 10 %). Dans la suite du mémoire, la discrétisation est revisitée. La figure 2.2 met en évidence l'intérêt de ce découpage. Il est représenté la concentration de Pu239 au pas d'irradiation de 40 GWj/t en fonction de l'anneau (en partant de l'extérieur jusqu'au centre).

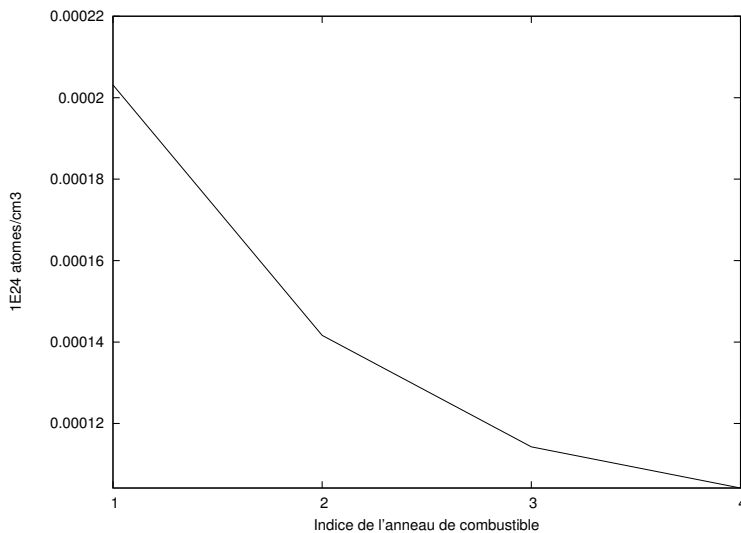


Figure 2.2 Concentration de Pu239 en fonction de l'anneau de combustible considéré.

Le modérateur peut aussi être discrétisé. Il correspond au principal milieu ralentissant les neutrons. Différents modèles sont présentés dans ce projet. À part la configuration la plus simple (i.e. sans discrétisation), les différents cas sont basés sur le maillage spatial dit Moulin à Vent (Vidal *et al.*, 2007).

L'objectif est de discrétiser le modérateur de façon à modéliser le plus fidèlement possible la thermalisation s'exerçant aux quatre coins de la géométrie.

En représentant un assemblage REP, on observe distinctement qu'un coin de cellule correspond au point le plus éloigné du combustible. Par conséquent, c'est ici que l'on trouve les neutrons les plus thermiques. Les pales du moulin accompagnent ces couloirs thermalisants.

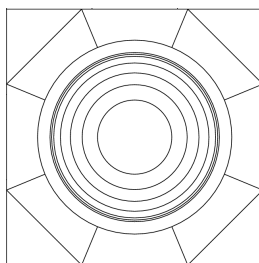


Figure 2.3 Cellule avec combustible et modérateur discrétisés.

Lors de la résolution de l'équation de Boltzmann, des neutrons fuient en dehors de la géométrie et d'autres viennent d'assemblages environnants. Plusieurs conditions frontières

existent permettant de caractériser le comportement de ces neutrons. De manière formelle, pour un volume V , la frontière ∂V peut présenter différentes conditions frontières (Hébert, 2009a).

2.1.5 Condition d'albedo à la frontière

$$\phi(\vec{r}_s, V_n, \vec{\Omega}, t) = \beta \phi(\vec{r}_s, V_n, \vec{\Omega}', t) \text{ avec } \vec{\Omega} \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) < 0 \quad (2.17)$$

où $\vec{\Omega}'$ est la direction de la particule sortante et \vec{r}_s est un point appartenant à ∂V et $\vec{N}(\vec{r}_s)$ sa normale sortante.

Si β est nul, alors le résultat est une condition frontière de vide. S'il est égal à 1, la condition frontière est dite réflexive. Il est à noter que généralement, on fait varier β entre 0 et 1. Il est possible que β soit supérieur à 1 mais uniquement dans des cas particuliers.

Réflexion spéculaire : Ce type de condition est représenté par l'égalité suivante :

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) = -\vec{\Omega}' \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) \text{ et } (\vec{\Omega} \times \vec{\Omega}') \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) = 0 \quad (2.18)$$

Condition frontière blanche : La condition présentée est une condition réflexive où toutes les particules traversant la frontière sont réémises dans le volume V sous la forme d'une distribution angulaire isotrope. Mathématiquement, la représentation est :

$$\phi(\vec{r}_s, V_n, \vec{\Omega}, t) = \frac{\beta}{\pi} \int_{\vec{\Omega}' \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) > 0} d^2\Omega' [\vec{\Omega}' \cdot \vec{N}(\vec{r}_s)] \phi(\vec{r}_s, V_n, \vec{\Omega}', t) \quad (2.19)$$

avec $\vec{\Omega} \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) < 0$

Condition frontière périodique : Cette condition est utilisée lorsque le flux d'une frontière équivaut à celui d'une autre frontière parallèle dans un maillage périodique.

$$\phi(\vec{r}_s, V_n, \vec{\Omega}, t) = \phi(\vec{r}_s + \Delta\vec{r}, V_n, \vec{\Omega}, t) \quad (2.20)$$

Condition frontière dite de zéro-flux : Cette condition non-physique stipule qu'il n'y a pas de particules sur la frontière ∂V .

Dans le cadre de cette étude, la condition choisie est une *condition de réflexion spéculaire*.

2.1.6 Tables de probabilité

Avant d'évoquer le concept d'autoprotection des résonances, il est nécessaire d'introduire les tables de probabilité qui sont à l'origine des méthodes des sous-groupes.

Initialement, elles ont été introduites par les Russes (Nikolaev *et al.*, 1971) et les Américains (Cullen, 1974) dans les années 1970. Pierre Ribon, avec le code CALENDF a permis de développer les tables de probabilité mathématiques basées sur des polynômes orthogonaux et les quadratures de Gauss (Ribon, 1989). Les codes APOLLO2 et DRAGON5 s'inspirent des travaux de ce dernier.

À partir de la figure 2.4, introduisons le concept général.

En neutronique, généralement, on cherche à évaluer l'intégrale I d'une fonction f dont le paramètre est la section efficace. Cette dernière est aussi dépendante de la léthargie u , donc de l'énergie.

Sur le domaine d'énergie g , on peut écrire :

$$I = \frac{1}{\Delta u^g} \int_g f(\sigma(u)) du \quad (2.21)$$

En effectuant un changement de variable pour exprimer f en fonction de σ et non de u , on passe d'une intégrale de Riemann à une intégrale de Lebesgue :

$$I = \frac{1}{\Delta u^g} \int_g f(\sigma(u)) du = \int_{D_g} f(\sigma) \Pi(\sigma) d\sigma \quad (2.22)$$

Tel que $D_g = [\min\{\sigma(u), u \in g\}, \max\{\sigma(u), u \in g\}]$.

Comme on peut le voir, la densité de probabilité Π intervient dans l'intégrale. Elle correspond à la probabilité que la section efficace totale soit comprise entre σ et $\sigma + d\sigma$. Le deuxième graphique de la figure 2.4 montre que le profil de Π est complexe à calculer.

Il existe cependant une méthode pour surmonter cet obstacle. Elle consiste à modéliser Π par une distribution de pics de Dirac ayant chacun un poids associé (troisième graphique).

L'intégrale I peut alors être approchée par :

$$I = \frac{1}{\Delta u^g} \int_g f(\sigma(u)) du \approx \sum_{i=1}^N w_i f(\sigma(i)) \quad (2.23)$$

Les $2N$ inconnues (w_i, σ_i) sont calculées par une quadrature de Gauss (Ribon, 1989). Chaque couple est appelé sous-groupe, d'où l'origine du nom de la méthode d'autoprotection

éponyme.

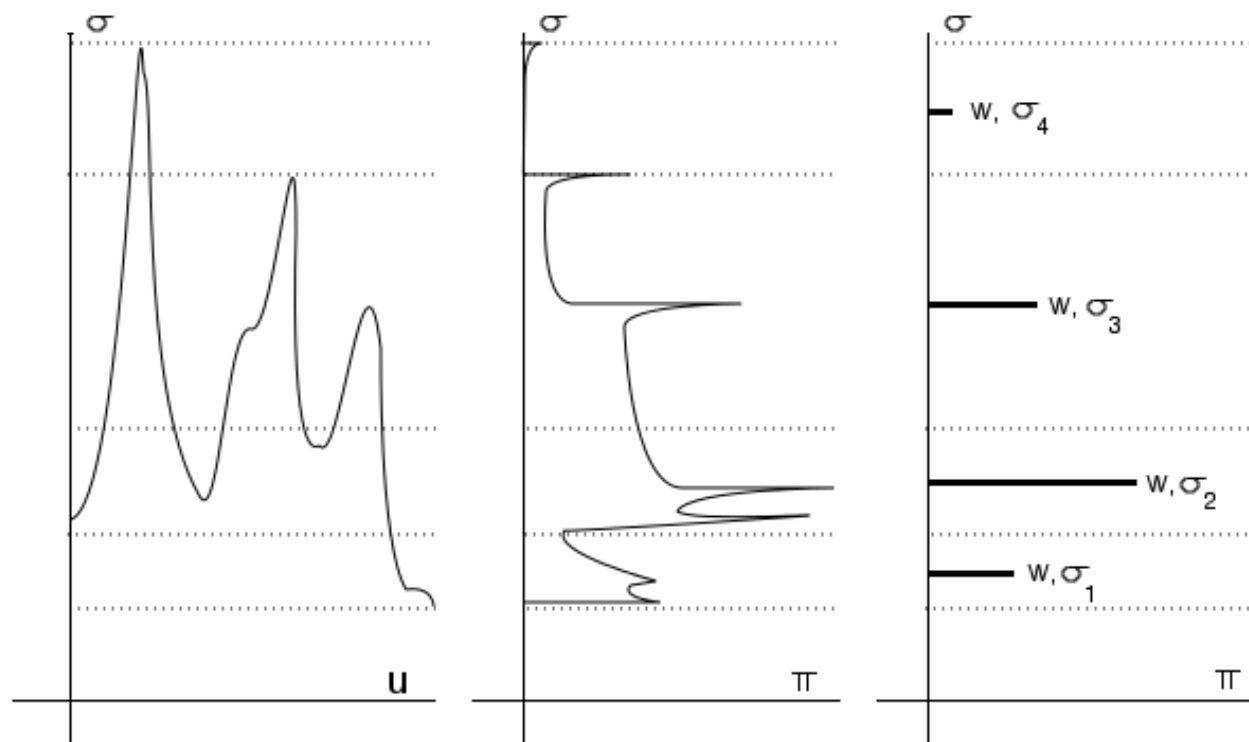


Figure 2.4 Différentes représentations d'une section efficace.

Ce qui vient d'être présenté s'applique au domaine résolu. Pour le domaine non résolu, la méthode diffère. En physique nucléaire, qu'elle soit expérimentale ou théorique, il est impossible de résoudre les résonances dans ce domaine. Par contre, on peut simuler les résonances en utilisant une méthode statistique. Trois méthodes sont proposées dans le code CALENDF : les représentations *ponctuelles*, l'utilisation de la théorie *Monte Carlo* et le recours à l'*analytique*.

La première et la dernière famille sont peu, voir pas utilisées à cause du temps de calcul et de la mémoire requise pour générer les sections efficaces désirées.

La méthode Monte Carlo est donc la seule disponible pour modéliser les tables de probabilité dans le domaine non résolu. Bien qu'il ne soit pas possible de connaître les résonances réelles, le physicien nucléaire a à sa disposition les lois de distribution des paramètres de résonance ainsi que leurs valeurs moyennes. En créant au sein du domaine énergétique spécifié plusieurs jeux de paramètres de résonances aléatoires, il est possible de reproduire les paramètres de résonance et leurs valeurs moyennes avec des erreurs statistiques associées.

Lorsque cela est fait, le domaine non résolu est alors traité comme le domaine résolu pour construire les tables de probabilité.

Cette méthode a beaucoup d'intérêt, car elle surmonte la difficulté tout en conservant le formalisme nucléaire employé dans le domaine où les résonances sont décrites. Cependant, l'utilisation de la méthode Monte Carlo est assez chronophage.

2.1.7 Autoprotection des résonances

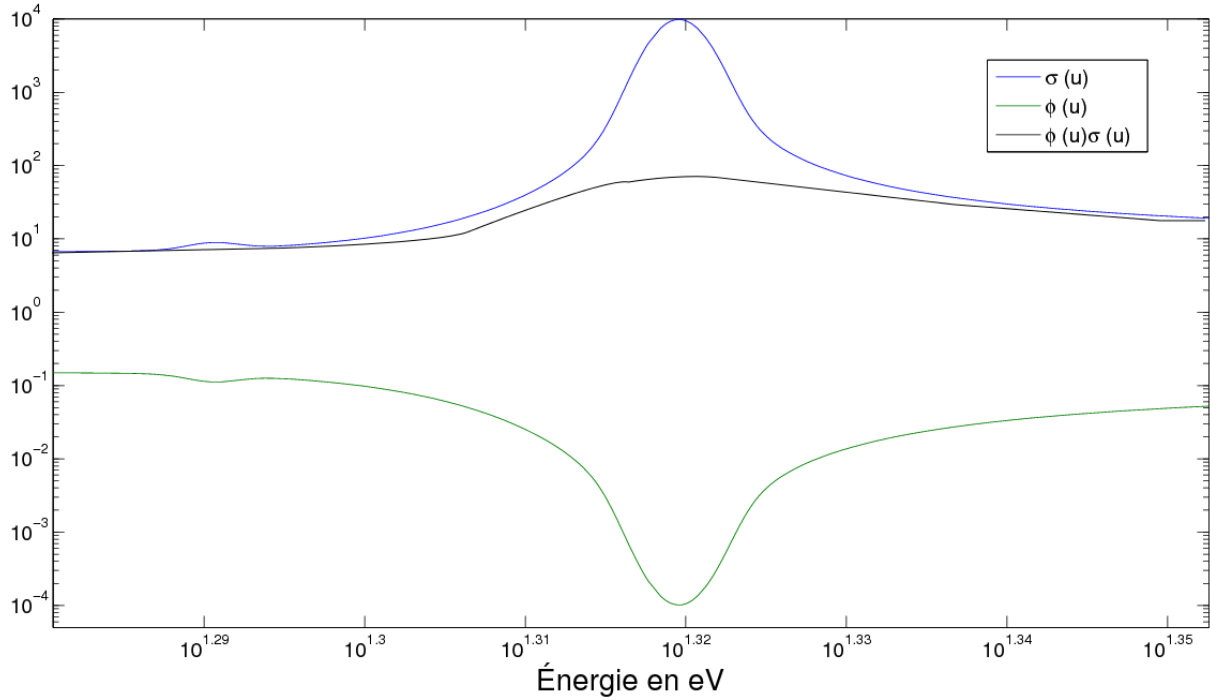


Figure 2.5 Phénomène d'autoprotection sur la résonance de l'U238 à 20,9 eV.

L'objectif de l'autoprotection des résonances est de déterminer $\tilde{\sigma}_{\rho,g}$ qui est la section efficace microscopique autoprotégée pour chaque réaction ρ dans le groupe g . Elle se définit ainsi :

$$\tilde{\sigma}_{\rho,g} = \mu_g \frac{\langle \sigma_{\rho} \phi \rangle_g}{\langle \phi \rangle_g} \quad (2.24)$$

En reprenant le modèle multigroupe évoqué précédemment, les différents paramètres sont moyennés sur les groupes d'énergie et en particulier les sections efficaces. Dans le cas des isotopes fissiles et lourds, de nombreuses résonances peuvent être observées au sein d'un même groupe. Dans un souci de conservation des taux de réaction, une simple moyenne n'est

pas pertinente. Dans le cas où l'on observe de très fortes absorptions avec les résonances, le flux neutronique se voit dans cette région fortement atténué. Il faut donc prendre en compte cet effet de creusement de flux.

Différentes méthodes d'autoprotection ont été évaluées. La première est celle utilisée dans les schémas de calcul SHEM-MOC et REL2005 du CEA. Elle se base sur un principe d'équivalence en dilution développé par Richard Sanchez et Coste-Delclaux (2006). Les autres sont les méthodes des sous-groupes développées dans APOLLO2 par Coste-Delclaux (2006) et celle de DRAGON5 réalisée par Hébert (2009b). Ces trois techniques seront maintenant présentées.

Méthode Sanchez-Coste selon le formalisme de Livolant-Jeanpierre

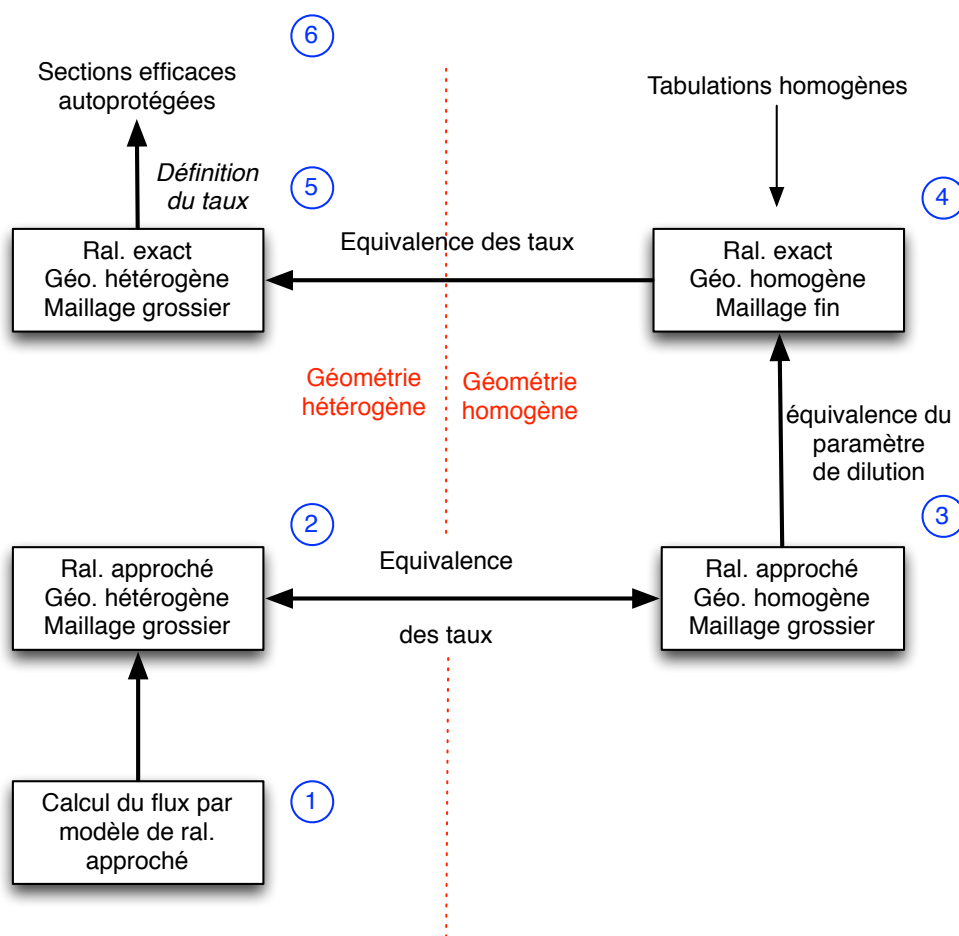


Figure 2.6 Principe de l'autoprotection introduite par R. Sanchez et M. Coste-Delclaux.

Le principe général se base sur un concept d'équivalence spatiale et énergétique.

Dans le domaine résonant et en milieu homogène, l'équation de transport se résume à une équation de ralentissement pur du fait qu'il n'y ait pas de fission, ni de réaction (n,2n) :

$$(\Sigma_0(u) + \Sigma_1(u))\Phi(u, \vec{\Omega}) = R_0\Phi(u, \vec{\Omega}) + R_1\Phi(u, \vec{\Omega}) \quad (2.25)$$

Où Σ_0 et Σ_1 sont les sections efficaces macroscopiques totales du noyau résonant et des noyaux modérateurs, Φ le flux, R_i , les opérateurs de ralentissement les indices 0 et 1 correspondent respectivement à l'isotope résonant et aux isotopes modérateurs.

La première étape consiste à effectuer l'approximation dite de Livolant-Jeanpierre qui découple le flux en deux facteurs. Ce n'est plus le flux réel qui est calculé, mais une grandeur correspondant au produit d'une *fonction de structure fine* et du *flux macroscopique*. Ils composent respectivement le flux tel que :

$$\Phi(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) = \phi(\vec{r}, u)\psi(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) \quad (2.26)$$

La *fonction de structure fine* ϕ possède une variation régulière en léthargie et est utilisée dans les intégrales de résonance des différentes réactions. Le *flux macroscopique* ψ représente le comportement asymptotique du flux neutronique entre les résonances : $\psi(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) = \frac{R_1\Phi(\vec{r}, u, \vec{\Omega})}{\Sigma_{s,1}}$

Ci-dessous, les différentes étapes de l'algorithme résumé dans la figure 2.6 :

1. À partir d'un modèle de ralentissement approché, un flux approché (de structure fine) en géométrie hétérogène avec un maillage énergétique grossier est obtenu en utilisant des tables de probabilité sur chaque groupe grossier. Différents modèles de ralentissement existent. Chaque modèle correspond à un type particulier de résonance (large, étroite, etc.) ;
2. Du flux de structure fine approché, on obtient les taux de réaction associés ($T = \Sigma(u)\phi(u)$). Ils sont toujours dans la configuration ralentissement approché, géométrie hétérogène et maillage énergétique grossier. Il est alors possible de commencer la première équivalence ;
3. L'algorithme détermine dans une géométrie homogène, toujours en ralentissement approché et avec un maillage grossier, les paramètres du système ayant les mêmes taux de réaction qu'à l'étape 2. Le système s'affranchit de la contrainte spatiale ;
4. Étant en géométrie homogène, nous pouvons utiliser le paramètre σ_b qui correspond au paramètre de dilution. Dans des tables prétabulées par NJOY contenant des taux de réaction homogènes avec un maillage fin (plusieurs milliers de groupes d'énergie) et

- en ralentissement exact, on récupère les taux de réaction ayant le même paramètre de dilution que dans l'étape 3. C'est l'équivalence multigroupe ;
5. Le script effectue une nouvelle équivalence pour repasser dans une géométrie hétérogène, avec un maillage grossier, mais en ralentissement exact avec les mêmes taux de réaction qu'à l'étape 4 ;
 6. En utilisant la définition $T = \Sigma(u)\Phi(u)$ et en résolvant le flux de manière exacte, on peut obtenir les sections autoprotégées.

Comme on peut le voir, le modèle se base sur un certain nombre d'équivalences et approximations. De plus, lorsqu'il y a plusieurs isotopes à autoprotéger, cela devient plus compliqué. Comme présenté dans l'équation de ralentissement, il n'y a qu'un seul isotope résonnant considéré. Les autres ont un comportement type modérateur. Certaines difficultés apparaissent lorsque plusieurs isotopes ont des résonances dans un même groupe. Dans ce cas, on parle de recouvrement de résonance.

Méthode des sous-groupes dans APOLLO2

Implantée il y a quelques années dans le code APOLLO2 par Coste-Delclaux (2006), cette technique d'autoprotection se distingue de la méthode de référence dite de Livolant-Jean-Pierre originellement implémentée dans le code APOLLO1 par Livolant et Jeanpierre (1974), puis dans le code APOLLO2 par Sanchez et Coste-Delclaux (2006).

Tout d'abord, le découpage énergétique doit être suffisamment fin. Pour cette étude, un schéma de type SHEM361 a été sélectionné. De plus, il n'est pas nécessaire de prendre en compte l'effet de recouvrement des résonances. Lors des différents cas de validation réalisés par Coste-Delclaux (2006), les écarts dus aux protections mutuelles ont été négligeables uniquement pour un maillage hyper raffiné. La dernière différence par rapport à la technique de Sanchez-Coste est que les sous-groupes sont utilisables pour n'importe quel isotope, car dans la théorie, il n'y a pas d'hypothèses liées aux isotopes "lourds", ni la nécessité de la présence d'isotopes légers (justifiant la factorisation de structure fine).

D'après l'équation (2.24), une section efficace autoprotégée est fonction du flux Φ et de la section efficace extraite de la bibliothèque σ_ρ . Ce sont donc les deux valeurs à calculer.

Pour le flux, le code se base sur une équation de ralentissement sous forme intégrale avec un terme de source externe :

$$\Sigma(u)_i V_i \Phi_i(u) = \sum_j P_{ij}(u) V_j (R_j \Phi_j(u) + Q_j(u)) \quad \forall i \quad (2.27)$$

où i et j correspondent à des régions, P_{ij} la matrice des probabilités de collision et V_j le vecteur des volumes.

Soit $\tau_j(u)$ la densité de collision dans la région j :

$$\tau_j(u) = R_j \Phi_j(u) + Q_j(u) \quad (2.28)$$

Ce qui permet d'obtenir le flux moyen et le taux de réaction moyen en combinant les équations (2.28) et (2.27) tout en supposant qu'il n'y a pas de corrélations entre τ_j et P_{ij} :

$$\langle \Phi_i \rangle^g = \sum_j \left\langle \frac{V_j}{V_i} \frac{P_{ij}}{\Sigma_i} \tau_j \right\rangle^g = \sum_j \frac{V_j}{V_i} \left\langle \frac{P_{ij}}{\Sigma_i} \right\rangle^g \langle \tau_j \rangle^g \quad (2.29)$$

et

$$\langle \sigma_{\rho,x,i} \Phi_i \rangle^g = \sum_j \left\langle \sigma_{\rho,x,i} \frac{V_j}{V_i} \frac{P_{ij}}{\Sigma_i} \tau_j \right\rangle^g = \sum_j \frac{V_j}{V_i} \langle \sigma_{\rho,x,i} \frac{P_{ij}}{\Sigma_i} \rangle^g \langle \tau_j \rangle^g \quad (2.30)$$

Les grandeurs intégrales suivantes sont calculées avec des tables de probabilité comme présenté précédemment :

$$\left\langle \frac{P_{ij}}{\Sigma_i} \right\rangle^g = \frac{1}{\Delta u^g} \int_g \frac{P_{jk}(u)}{\Sigma_j(u)} \simeq \sum_{i=1}^N w_i \frac{P_{ij}}{\Sigma_i} \quad (2.31)$$

$$\left\langle \sigma_{\rho,x,i} \frac{P_{ij}}{\Sigma_i} \right\rangle^g = \frac{1}{\Delta u^g} \int_g \sigma_{\rho,x,j}(u) \frac{P_{jk}(u)}{\Sigma_j(u)} du \simeq \sum_{i=1}^N w_i \sigma_{\rho,i} \frac{P_{ij}}{\Sigma_i} \quad (2.32)$$

Donc pour calculer les sections autoprotégées à partir des équations (2.29) et (2.30), il ne reste plus qu'à obtenir la densité de collision τ_j dans la région j .

Pour cela, il faut partir de la définition de la grandeur :

$$\langle \tau_j \rangle^g = \frac{1}{\Delta u^g} \int_g R_j \Phi_j(u) du + \langle Q_j \rangle^g \quad (2.33)$$

$$= \frac{1}{\Delta u^g} \int_g R_{xj} \Phi_j(u) du + \frac{1}{\Delta u^g} \int_g R_{1j} \Phi_j(u) du + \langle Q_j \rangle^g \quad (2.34)$$

Une distinction est faite entre le ralentissement par le noyau résonnant R_x et par les modérateurs R_1 . La source est connue. Spatialement uniforme avec une valeur de 1 par léthargie, elle n'est présente que dans le premier groupe autoprotégé.

En se basant sur la définition des opérateurs de ralentissement résonnant et modérateur, on obtient :

$$\int_g R_{xj} \Phi_j(u) du = \sum_{g' \leq g} p_{x,\infty,j}^{g' \rightarrow g} \Delta u^{g'} \langle \Sigma_{s,x,j} \Phi_j \rangle^{g'} \quad (2.35)$$

$$\int_g R_{1j} \Phi_j(u) du = \sum_{g' \leq g} \Sigma_{s1j}^{g' \rightarrow g} \Delta u^{g'} \langle \Phi_j \rangle^{g'} \quad (2.36)$$

En injectant les équations (2.36) et (2.35) dans l'équation (2.28), le résultat devient :

$$\begin{aligned} \langle \tau_j \rangle^g &= \frac{1}{\Delta u^g} \sum_{g' \leq g} p_{x,\infty}^{g' \rightarrow g} \Delta u^{g'} \sum_k \frac{V_k}{V_j} \langle \Sigma_{s,x,j} \frac{P_{jk}}{\Sigma_j} \rangle^{g'} \langle \tau_k \rangle^{g'} + \\ &\frac{1}{\Delta u^g} \sum_{g' \leq g} \Sigma_{s1j}^{g' \rightarrow g} \Delta u^{g'} \sum_k \frac{V_k}{V_j} \langle \frac{P_{jk}}{\Sigma_j} \rangle^{g'} \langle \tau_k \rangle^{g'} + \langle Q_j \rangle^g \end{aligned} \quad (2.37)$$

Ce système étant linéaire et triangulaire, il est possible de le résoudre. On y retrouve les intégrales calculables comme l'équation 2.31. Lorsque les densités de collision sont obtenues, l'étape finale est de calculer la section efficace autoprotégée avec l'équation (2.24).

Méthode des sous-groupes dans DRAGON5

De la même façon que pour la méthode implémentée par Coste-Delclaux (2006), l'équation considérée correspond au ralentissement pur. En effet, dans les domaines épithermique et non résolu, la diffusion inélastique, (n, xn) et la fission sont négligées. Tout comme l'agitation thermique et les liaisons moléculaires. De plus, on suppose que la diffusion élastique est isotrope.

À contrario de ce qui a été vu précédemment, la méthode proposée par Hébert (2009b) se base sur la factorisation dite de Livolant-Jeanpierre utilisée dans la première méthode d'autoprotection.

En introduisant de nouveau les opérateurs de ralentissement présentés dans la partie précédente, l'équation intégró-différentielle suivante est obtenue :

$$\vec{\Omega} \cdot \nabla \varphi(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) + \Sigma(\vec{r}, u) \varphi(\vec{r}, u, \Omega) = \frac{1}{4\pi} [\Sigma_1(\vec{r}, u) + N_x(\vec{r}) R_x \{ \phi(\vec{r}, u) \}] \quad (2.38)$$

avec en plus $N_x(\vec{r})$ la densité de l'isotope résonant en \vec{r} et $R_x \{ \varphi(\vec{r}, u) \}$ l'opérateur microscopique de ralentissement de l'isotope lourd.

En se basant sur le modèle statistique ST, on a :

$$R_x \{ \varphi(\vec{r}, u) \} = \langle \sigma_{s,x}(\vec{r}) \varphi(\vec{r}) \rangle_g \text{ si } u_{g-1} \leq u \leq u_g \quad (2.39)$$

Ensuite, on définit $\varphi_k(\vec{r})$ comme le flux dépendant de l'espace dans le sous-groupe k , ce

qui donne :

$$\vec{\Omega} \cdot \nabla \varphi_k(\vec{r}, \vec{\Omega}) + [\Sigma_1(\vec{r}) + \Sigma_k(\vec{r})] \varphi_k(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} [\Sigma_{1,s}(\vec{r}) + N_x(\vec{r}) \sum_{l=1}^K \omega_l \sigma_{x,s,l}(\vec{r}) \varphi_l(\vec{r})] \quad (2.40)$$

où

$\Sigma_1(\vec{r})$ = section efficace totale macroscopique des modérateurs en \vec{r} ;

$\Sigma_k(\vec{r})$ = section efficace totale macroscopique de l'isotope résonant en \vec{r} ;

$\sigma_{x,s,l}(\vec{r})$ = section efficace microscopique P_0 de l'isotope résonant dans le sous-groupe l .

Dans l'équation (2.40), la partie droite de l'équation correspond à l'application des tables de probabilité.

Le système étant numériquement simple à résoudre, plusieurs possibilités se présentent : soit on effectue une inversion matricielle, ce qui donne un résultat précis mais long à calculer, soit on effectue une méthode itérative. Cette dernière est choisie car plus rapide. Pour cela, la technique du point fixe est appliquée en transformant l'équation (2.40) en :

$$\begin{aligned} \vec{\Omega} \cdot \nabla \varphi_k^{(n)}(\vec{r}, \vec{\Omega}) + [\Sigma_1(\vec{r}) + \Sigma_k(\vec{r})] \varphi_k^{(n)}(\vec{r}, \vec{\Omega}) - \\ \frac{1}{4\pi} N_x(\vec{r}) \omega_k \sigma_{x,s,k}(\vec{r}) \varphi_k^{(n)}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} S_k^{(n)} \end{aligned} \quad (2.41)$$

où

$$S_k^{(n)}(\vec{r}) = \Sigma_{1s}(\vec{r}) + N_x(\vec{r}) \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq k}}^K \omega_l \sigma_{x,s,l}(\vec{r}) \varphi_l^{(n-1)}(\vec{r}) \quad (2.42)$$

La méthode des sous-groupes dans DRAGON5 a été implémentée de sorte qu'il soit possible de choisir une résolution du flux par les probabilités de collisions ou par la méthode des caractéristiques.

Lorsque ce système a convergé, il reste à calculer le flux et la section efficace microscopique de la réaction ρ dans la région résonnante i pour le k -ième sous-groupe :

$$\varphi_{i,k} = \frac{1}{V_i} \int_{V_i} d^3r \varphi_k(\vec{r}) \quad (2.43)$$

et

$$\sigma_{\rho,i,k} = \frac{1}{V_i \varphi_{i,k}} \int_{V_i} d^3r \sigma_{\rho,k}(\vec{r}) \varphi_k(\vec{r}) \quad (2.44)$$

Cela permet finalement de calculer les moyennes des taux de réaction et du flux pour la section efficace autoprotégée avec les tables de probabilité :

$$\langle \phi_i \rangle_g = \sum_{k=1}^K \omega_k \varphi_{i,k} \quad (2.45)$$

et

$$\langle \sigma_{\rho,i} \varphi_i \rangle_g = \sum_{k=1}^K \omega_k \sigma_{\rho,i,k} \varphi_{i,k} \quad (2.46)$$

2.1.8 Autoprotection des mélanges dans DRAGON5

Introduisons le concept d'autoprotection des mélanges pour la méthode *Subgroup Projection Method*. Étant une méthode de sous-groupes, la correction de la protection mutuelle entre différents isotopes n'est pas nécessaire, mais sa théorie permet d'appréhender l'autoprotection d'un profil de température.

Dans certains groupes, on observe un phénomène de recouvrement de résonances entre différents isotopes. Lors de l'autoprotection d'un isotope A, il est donc nécessaire de prendre en compte l'effet qu'à l'isotope B sur l'isotope A. La méthode la plus simple est de négliger les corrélations entre les isotopes. Pour cela, on rajoute simplement l'effet de B dans l'équation (2.41), ce qui donne :

$$\begin{aligned} \vec{\Omega} \cdot \nabla \varphi_k^{a,(n)}(\vec{r}, \vec{\Omega}) + [\Sigma_1(\vec{r}) + \Sigma_k^a(\vec{r}) + \frac{\sum_{l=1}^{K_b} \omega_l^b \Sigma_l^b(\vec{r}) \varphi_l^{b,(n-1)}(\vec{r})}{\sum_{l=1}^{K_b} \omega_l^b \varphi_l^{b,(n-1)}}] \varphi_k^{a,(n)}(\vec{r}, \vec{\Omega}) - \\ \frac{1}{4\pi} N_x^a(\vec{r}) \omega_k^a \sigma_{x,s,k}^a(\vec{r}) \varphi_k^{a,(n)}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} S_k^{a,(n)} \end{aligned} \quad (2.47)$$

où

$$S_k^{a,(n)}(\vec{r}) = \Sigma_{1s}(\vec{r}) + N_x^a(\vec{r}) \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq k}}^{K_a} \omega_l^a \sigma_{x,s,l}^a(\vec{r}) \varphi_l^{a,(n-1)}(\vec{r}) + N^b(\vec{r}) \sum_{l=1}^b \sigma_{s,l}^b(\vec{r}) \varphi_l^{b,(n-1)}(\vec{r}) \quad (2.48)$$

Cette approximation est acceptable dans les groupes d'énergie suffisamment petits, mais ne fonctionne pas dans le cas où il y a des recouvrements de résonances d'un même isotope mais à des températures différentes (Hébert, 2009b).

2.1.9 Autoprotection d'un système avec profil de température

Dans ce cas, il est nécessaire de mettre en place une corrélation entre les isotopes A et B. Pour cela, on se base sur des matrices de corrélation présentées dans (Hébert, 2005). Basée sur les travaux introduits par Grimstone *et al.* (1990), cette technique est présente au sein de DRAGON5 (Hébert, 2014b). Cela donne l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \vec{\Omega} \cdot \nabla^{a,(n)}(\vec{r}, \vec{\Omega}) + [\Sigma_1(\vec{r}) + \Sigma_k^a + \frac{\sum_{l=1}^{K_b} \omega_{k,l}^{ab} \Sigma_l^b(\vec{r}) \varphi_l^{b,(n-1)}(\vec{r})}{\sum_{l=1}^{K_b} \omega_{k,l}^{ab} \varphi_l^{b,(n-1)}(\vec{r})}] \varphi_k^{a,(n)}(\vec{r}, \vec{\Omega}) \\ - \frac{1}{4\pi} N^a(\vec{r}) \omega_k^a \sigma_{s,k}^a(\vec{r}) \varphi_k^{a,(n)}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} S_k^{a,(n)}(\vec{r}) \end{aligned} \quad (2.49)$$

Si l'on pose $\omega_{k,l}^{ab} = \omega_k^a \omega_l^b$, l'équation (2.49) correspond à (2.47). Similairement, si nous exprimons $\omega_{k,l}^{ab}$ tel que $\omega_{k,l}^{ab} = \omega_k^a \delta_{k,l}$ où $\delta_{k,l}$ est le delta de Kronecker, on obtient une équation avec une corrélation totale. Cette dernière prend en compte les profils de température et se résout de manière similaire au cas sans autoprotection des mélanges.

2.1.10 Calcul du flux

Les deux méthodes de calcul de flux employées dans ce projet sont la méthode des caractéristiques et une méthode approximée des probabilités de collision qu'est la méthode des courants d'interfaces.

Quel que soit le formalisme employé, la résolution se fait de la même façon selon un schéma itératif basé sur la théorie multigroupe. L'itération débute dans le premier groupe par une source de fission connue et le système est résolu groupe par groupe. Lorsque cela est fait, le flux multigroupe obtenu est utilisé pour recalculer de nouvelles sources de fission, et l'algorithme recommence le calcul à partir du groupe 1. Cela est fait tant que le système ne satisfait pas les critères de convergence. Cette partie correspond aux itérations externes.

Dans les groupes rapides, connaissant les sources de ralentissement, les itérations externes faites de manière décroissante suffisent. Mais ce n'est pas le cas pour les groupes thermiques. À ce niveau d'énergie, le milieu modérateur est capable de transférer de l'énergie aux neutrons. Pour prendre en compte cet effet, des itérations thermiques sont utilisées pour faire converger le flux. Les groupes concernés sont ceux en dessous de la coupure thermique. Au sein d'un groupe, on va retrouver des itérations dites internes pour calculer le flux en faisant converger spatialement le système.

Dans le cadre de ce projet, deux techniques sont utilisées pour calculer le flux :

- La méthode des courants d'interface dans certains cas pour le calcul de flux lors de l'autoprotection des résonances ;

– La méthode des caractéristiques.

La méthode des courants d'interface avec le formalisme multi cellules

Le formalisme introduit ici se base sur la méthode des Probabilités de Collision (PC). À contrario des méthodes intégrro-différentielles, les PC résolvent l'équation de transport intégrale et ne traitent pas explicitement les variables angulaires. Celles-ci sont intégrées en amont et éliminées du problème.

Par contre, les PC réalisent une intégration spatiale entre toutes les régions i et j , ce qui implique une occupation mémoire importante et un temps de calcul non négligeable par rapport à la méthode MOC qui ne couple entre elles que les régions en contact. La méthode PC n'est donc pas particulièrement adaptée pour les systèmes contenant un grand nombre de régions.

Afin d'optimiser cette méthode intégrale, la méthode des courants d'interface est appliquée. Le principe est de subdiviser le domaine spatial en sous-domaines et d'appliquer dans chacun la méthode des probabilités de collision. Les domaines sont ensuite connectés par les courants aux interfaces communes en faisant des hypothèses fortes sur ces courants.

À chaque point \vec{r}_s de la surface ∂V limitant une cellule, le flux angulaire sortant peut être développé selon une double expansion P_n :

$$\phi^+(\vec{r}_s, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\rho} \varphi_{\rho}^+(\vec{r}_s) \psi_{\rho}(\vec{\Omega}, \vec{N}^+) \quad (2.50)$$

où $\vec{\Omega} \cdot \vec{N}^+ > 0$, \vec{N}^+ étant le vecteur unitaire sortant normal à ∂V

Les fonctions sont choisies de telle sorte qu'elles respectent la condition d'orthogonalité suivante :

$$\int_{\vec{\Omega} \cdot \vec{N} > 0} d^2\Omega (\vec{\Omega} \cdot \vec{N}) \psi_{\nu}(\vec{\Omega}, \vec{N}) \psi_{\rho}(\vec{\Omega}, \vec{N}) = \pi \delta_{\nu\rho} \quad (2.51)$$

où $\delta_{\nu\rho}$ est le symbole de Kronecker.

L'expansion est de type double P_1 , les composantes sont donc :

$$\begin{aligned} \psi_0(\vec{\Omega}, \vec{N}) &= 1 \text{ (composante } DP_0) \\ \psi_1(\vec{\Omega}, \vec{N}) &= 3\sqrt{2}(\vec{\Omega} \cdot \vec{N}) - 2\sqrt{2} \text{ (première composante } DP_1) \\ \psi_2(\vec{\Omega}, \vec{N}) &= 2(\vec{\Omega} \cdot \vec{N}_{\perp}) \text{ (seconde composante } DP_1) \end{aligned} \quad (2.52)$$

Pour satisfaire l'équation de conservation neutronique, le flux entrant $\phi^-(\vec{r}_s, \vec{\Omega})$ est développé d'une manière similaire. En supposant que les coefficients des différentes expansions

sont uniformes de chaque côté de la cellule et en calculant les probabilités de collision, le système matriciel suivant est obtenu :

$$\begin{aligned}
\phi_i &= \sum_{\beta} \sum_{\nu} \varphi_{\nu,\beta}^- P_{iS_{\beta}}^{(\nu)} + \sum_j Q_j p_{ij} \\
\varphi_{\rho,\alpha}^+ &= \sum_{\beta} \sum_{\nu} \varphi_{\nu,\beta}^- P_{S_{\alpha}S_{\beta}}^{(\rho\nu)} + \sum_j Q_j p_{S_{\alpha}j}^{\rho} \\
\varphi_{\rho,\beta}^- &= \sum_{\alpha} A_{\alpha,\beta}^{(\rho)} \varphi_{\rho,\alpha}^+
\end{aligned} \tag{2.53}$$

En rassemblant les trois équations, il est possible d'établir un système matriciel visant à obtenir le flux intégré ϕ_i dans la région i . Avec l'option des itérations flux-courant, ce système est résolu itérativement et non par inversion matricielle.

La méthode des caractéristiques

La méthode des caractéristiques est une technique basée sur la résolution des équations aux dérivées partielles du premier ordre le long de trajectoires appelées caractéristiques. Sur ces dernières, l'équation aux dérivées partielles devient une équation différentielle ordinaire. Nous présentons cette méthode de calcul de flux en se basant sur Coste-Delclaux *et al.* (2014).

Une discrétisation spatiale et angulaire (en ordonnées discrètes) est établie. Au sein de chaque région, on suppose les sections efficaces constantes. Pour les sources, cela dépend de la méthode employée. Par souci de simplicité, on suppose dans cette partie que le terme source est constant spatialement (le Linéaire Surfaceut est présenté plus tard).

Le long d'une caractéristique, l'équation de transport prend la forme suivante :

$$\frac{d}{ds} \phi(\vec{r}_{0k} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) + \Sigma(\vec{r}_{0k} + s\Omega) \phi(\vec{r}_{0k} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) = Q(\vec{r}_{0k} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) \tag{2.54}$$

Par intégration sur une région D_i , le long de la caractéristique k , la solution de l'équation en un point $\vec{r}_{0k} + s\Omega$ est obtenue en fonction du point d'entrée $\vec{r}_{0k} + s'\vec{\Omega}$ tel que :

$$\phi(\vec{r}_{0k} + s\vec{\Omega}, \Omega) = \phi(\vec{r}_{0k} + s'\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) e^{-\Sigma_i(s-s')} + \frac{q_i(\vec{\Omega})}{\Sigma_i} (1 - e^{-\Sigma_i(s-s')}) \tag{2.55}$$

En choisissant comme point courant, le point de sortie ($\vec{r}_{0k} + s''\vec{\Omega}$) de la région D_i , nous

avons :

$$\phi(\vec{r}_{0k} + s''\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) = \phi(\vec{r}_{0k} + s'\vec{\Omega}, \vec{\Omega})e^{-\Sigma_i I_i^k} + \frac{1 - e^{-\Sigma_i I_i^k}}{\Sigma_i} q_i(\vec{\Omega}) \quad (2.56)$$

où $I_i^k = s'' - s'$.

L'équation 2.56 est appelée Équation de transmission.

Pour obtenir le résultat moyen sur l'ensemble de la caractéristique, on moyenne l'équation 2.55 en faisant varier s entre s' et s'' :

$$\bar{\phi}_i^k = \frac{\phi(\vec{r}_{0k} + s'\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) - \phi(\vec{r}_{0k} + s''\vec{\Omega}, \vec{\Omega})}{\Sigma_i I_i^k} + \frac{q_i(\vec{\Omega})}{\Sigma_i} \quad (2.57)$$

De part cette équation, nous obtenons donc un flux moyen le long de la trajectoire.

À présent, il reste à prendre en compte l'intégration transverse selon s_{\perp} pour obtenir les variations du flux angulaire sur l'ensemble des régions D_i .

Sur la région D_i de volume V_i , le flux angulaire moyen $\bar{\phi}_i$ est défini tel que :

$$\bar{\phi}_i(\vec{\Omega}) = \frac{1}{V_i} \int dV \phi(s_{\perp}\vec{\Omega}_{\perp} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) = \frac{1}{V_i} \int ds_{\perp} \int ds \phi(s_{\perp}\vec{\Omega}_{\perp} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) \quad (2.58)$$

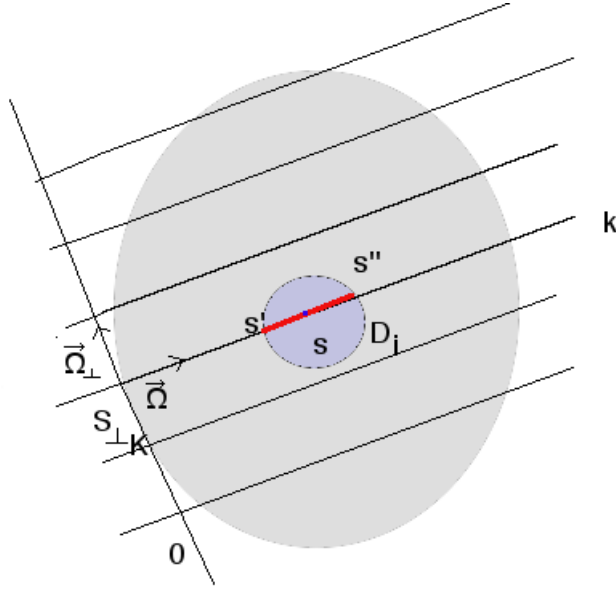


Figure 2.7 Discrétisation en espace et en angle.

Le calcul est itératif, donc un terme d'erreur est présent. De plus, l'un des désavantages vis-à-vis de la méthode des probabilités de collision est qu'il est nécessaire de lire, à partir d'un fichier, pour chaque trajectoire, les informations sur ses intersections avec les éléments

surfaiques et volumiques de la géométrie. Cette information, stockée sur fichier binaire, est appelée *tracking*. Cela augmente le temps de calcul du flux. D'où la nécessité d'avoir recours à des méthodes d'accélération visant à limiter le nombre d'accès au *tracking* (Le Tellier, 2006). Mais la taille des matrices produites par le MOC est inférieure à celle des PC, ce qui se révèle intéressant dans des études avec de nombreuses régions.

En supplément du calcul du flux, un modèle de fuite est établi. Dans ce projet et dans la plupart des travaux liés à la physique des réacteurs, les géométries ne sont pas infinies. N'ayant pas connaissance de l'environnement de l'assemblage, la supposition à faire est qu'il soit entouré d'assemblages identiques.

La technique équivaut à ajuster les fuites de neutrons dans chaque groupe d'énergie de telle sorte que k_{eff} soit égal à 1. La stratégie générale, sans entrer dans les détails, est la suivante :

1. Un premier calcul de flux est effectué avec des conditions fermées. Pour l'étude, la condition frontière spéculaire est choisie ;
2. Le modèle de fuite est introduit en posant une approximation en mode fondamental. Le flux est le produit d'une distribution macroscopique dans l'espace $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ avec un flux fondamental homogène $\psi(\vec{r})$:

$$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \psi(\vec{r})\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}); \quad (2.59)$$

3. Du fait des approximations posées, il est possible d'introduire l'équation de Laplace :

$$\nabla^2\psi(\vec{r}) + B^2\psi(\vec{r}) = 0 \quad (2.60)$$

B^2 étant le *buckling*, en le faisant varier, il est possible d'ajuster $\psi(\vec{r})$ de sorte à obtenir $k_{eff} = 1$.

Différentes options pour le modèle de fuite sont disponibles. L'option choisie est un modèle de fuite où le *buckling* est fixe. Dans ce projet, il est fixé à 0 pour permettre la comparaison aux codes Monte Carlo. Les neutrons ne peuvent s'échapper de la géométrie, ce qui donne $k_{eff} = k_{\infty}$.

Terme source

En observant l'équation 2.57, on remarque que le flux angulaire est fonction du terme source dans la région j . Dans la méthode des caractéristiques, il est possible de modéliser spatialement la source de plusieurs façons.

Soit on suppose qu'au sein d'une même région spatiale j , Q_j est constant, soit on suppose qu'il est linéaire. Par ailleurs, une discrétisation spatiale non linéaire du terme source est possible, mais n'est pas considérée dans cette étude du fait qu'il est difficile d'y appliquer une technique d'accélération à l'heure actuelle (Santandrea et Sanchez, 2002).

L'intérêt d'un schéma linéaire surfacique est de pouvoir mieux modéliser le comportement de la source au sein d'une région. Pour une trajectoire k traversant la région i dans la direction $\vec{\Omega}$, on peut écrire :

$$Q_k(s, \vec{\Omega}) = Q_k(0, \vec{\Omega}) \frac{s}{d} + Q_k(d, \vec{\Omega}) \left(1 - \frac{s}{d}\right) \quad (2.61)$$

avec d la longueur du segment au sein de la région k .

Lorsque $Q_k(\vec{r}, \vec{\Omega})$ est déterminé, il ne reste plus qu'à l'injecter dans l'équation 2.57.

2.1.11 Évolution isotopique

Les matériaux au sein du réacteur, que ce soit le combustible ou les structures, subissent une exposition au flux neutronique. Certains isotopes, même à l'origine stables, vont donc subir des réactions de différentes sortes. On peut citer les captures radiatives, la fission d'isotopes, les transmutations et les réactions de type (n, xn) . De plus, des émissions radiatives apparaissent (α , β^- , β^+ , etc.). Tout cela va provoquer une modification des concentrations des différents éléments. L'usure du combustible, c'est-à-dire son taux de combustion face au flux neutronique est mesuré par l'*irradiation* en MWj/t , ce paramètre est défini tel que :

$$B(t) = \frac{V}{W} \int_0^t dt' \langle H\phi(t') \rangle_{\mathcal{D}} \quad (2.62)$$

avec V le volume du combustible, W la masse d'isotopes lourds au temps initial, $H(E)$ le facteur de puissance et \mathcal{D} le domaine d'énergie.

Les variations observées sont modélisées par un système d'équation obtenu par Bateman (1910) :

$$\frac{dN_k}{dt} + \Lambda_k(t)N_k(t) = S_k(t); k = 1, K \quad (2.63)$$

avec

$$\Lambda_k(t) = \lambda_k(t) + \langle \sigma_{a,k}(t)\phi(t) \rangle \quad (2.64)$$

$$S_k(t) = \sum_{l=1}^L Y_{k,l} \langle \sigma_{f,l}(t)\phi(t) \rangle N_l(t) + \sum_{l=1}^K m_{k,l}(t) N_l(t) \quad (2.65)$$

$$\langle \sigma_{x,l}(t)\phi(t) \rangle = \int_0^\infty du \sigma_{x,l}(u)\phi(t, u) \quad (2.66)$$

et

$$\begin{aligned} \sigma_{x,k}(t, u)\phi(t, u) &= \sigma_{x,k}(t_0, u)\phi(t_0, u) \\ + \frac{\sigma_{x,k}(t_f, u)\phi(t_f, u) - \sigma_{x,k}(t_0, u)\phi(t_0, u)}{t_f - t_0}(t - t_0) \end{aligned} \quad (2.67)$$

où

- K = Nombre d'isotopes évoluant ;
- L = Nombre d'isotopes fissiles créant des produits de fission ;
- $N_k(t)$ = Densité de l'isotope k dépendante du temps ;
- λ_k = Constante de décroissance radioactive de l'isotope k ;
- $\sigma_{x,k}(t, u)$ = section efficace microscopique pour la réaction x sur l'isotope k . ;
- $\phi(t, u)$ = Flux neutronique ;
- $Y_{k,l}$ = Spectre de fission de l'isotope l au produit k ;
- $m_{k,l}(t)$ = Terme de production de l'isotope k par l'isotope l .

Dans le code DRAGON5, un modèle de saturation est appliqué (Hébert, 2013). Les isotopes ayant $\Lambda_k(t_0)[t_f - t_0] \geq Y_{max}$ et $\Lambda_k(t_f)[t_f - t_0] \geq Y_{max}$ avec Y_{max} fixé à une grande valeur arbitraire sont considérés à saturation. De ce fait, $dN_k/dt = 0$ dans l'équation 2.63, ce qui donne :

$$N_k(t) = \frac{S_k(t)}{\Lambda_k(t)} \quad (2.68)$$

Dans DRAGON5, les isotopes avec une demi-vie très courte sont supposés être à saturation et sont résolus séparément des isotopes non saturés. L'approximation s'applique aussi pour APOLLO2.

Cet ensemble d'équations peut se mettre sous la forme d'un système matriciel, il est alors possible de résoudre numériquement les équations de Bateman de plusieurs manières. En effet, le système prend la forme (Pusa, 2013) :

$$n(t) = e^{At}n(0) \quad (2.69)$$

Où $n(t)$ et $n(0)$ sont des vecteurs contenant les concentrations isotopiques à deux pas d'irradiation successifs et A , la matrice de burnup (d'irradiation).

Il est à noter que DRAGON5 utilise l'algorithme de Kaps-Rentrop de 4^{ème} ordre (Hébert, 2013), alors que SERPENT2 se base sur la méthode Chebyshev Rational Approximation (CRAM) (Leppänen, 2012). Cette dernière permet d'obtenir une approximation rationnelle de la matrice exponentielle de burnup.

De plus, pour les différents codes, il a été choisi d'activer la méthode de prédiction-correction (Dufek *et al.*, 2013). Ce qui permet d'obtenir des valeurs plus précises au niveau des variations de concentrations isotopiques. Par contre, le cycle de transport est répété, ce qui rend cette option chronophage.

Quel que soit le code utilisé, la solution des équations d'évolution est fonction de facteurs de normalisation. Il est possible d'effectuer cela en fixant l'énergie émise par les isotopes lourds initiaux en début et en fin d'évolution par une constante W :

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^K [\kappa_{f,k} \langle \sigma_{f,k}(t_0) \phi(t_0) \rangle + \kappa_{\gamma,k} \langle \sigma_{\gamma,k}(t_0) \phi(t_0) \rangle] N_k(t_0) = \\ \sum_{k=1}^K [\kappa_{f,k} \langle \sigma_{f,k}(t_f) \phi(t_f) \rangle + \kappa_{\gamma,k} \langle \sigma_{\gamma,k}(t_f) \phi(t_f) \rangle] N_k(t_f) = C_0 W \end{aligned} \quad (2.70)$$

où

- $\kappa_{f,k}$ = énergie (MeV) émise par fission pour l'isotope fissile k ;
- $\kappa_{\gamma,k}$ = énergie (MeV) émise par capture radiative pour l'isotope k ;
- C_0 = facteur de conversion (MeV/MJ) ;
- W = constante (MW/cm^3).

2.2 Théorie de la méthode Monte Carlo

2.2.1 Introduction

La méthode Monte Carlo étant utilisée comme référence, cette partie est consacrée à la théorie associée. Elle est différente à bien des égards de ce qui a été présenté jusqu'à présent.

Elle se base sur la marche aléatoire des neutrons (Hébert, 2009a). En ayant recours aux densités de probabilité associées aux différents comportements physiques du neutron ainsi qu'à une population neutronique nombreuse (millions de particules), il est possible d'obtenir des grandeurs neutroniques moyennes et leur précision statistique associée.

Basée sur différents outils probabilistes, voici brièvement ce qui compose la méthode Monte Carlo multigroupe.

Soit une variable aléatoire ξ définie sur un domaine Ω . Chaque fonction $f(\xi)$ est aussi une variable aléatoire. Par conséquent, les différentes relations probabilistes sont :

$$E[f(\xi)] = \int_{\Omega} d\xi p(\xi) f(\xi) \quad (2.71)$$

$$Var[f(\xi)] = \int_{\Omega} d\xi p(\xi)(f(\xi) - E[f(\xi)])^2 \quad (2.72)$$

$$\sigma[f(\xi)] = \sqrt{Var[f(\xi)]} \quad (2.73)$$

De plus, la fonction de répartition donne la probabilité qu'une variable aléatoire ait une valeur plus petite que x :

$$P(x) \equiv P(\xi < x) = \int_{-\infty}^x d\xi p(\xi) \quad (2.74)$$

Par substitution entre les différentes équations, cela donne :

$$E[f(\xi)] = \int_{\Omega} dP(\xi)f(\xi), \quad Var[f(\xi)] = \int_{\Omega} dP(\xi)(f(\xi) - E[f(\xi)])^2 \quad (2.75)$$

La technique d'échantillonnage, c'est-à-dire le moyen d'obtenir une valeur de ξ en adéquation avec sa densité de probabilité est d'utiliser la fonction de répartition P . Par inversion de P , un échantillon de ξ est obtenu :

$$P(\xi) = r \Rightarrow \xi = P^{-1}(r) \quad (2.76)$$

avec r qui varie de 0 à 1. Donc le code génère aléatoirement une valeur r pour obtenir ξ . Il est alors possible d'obtenir l'espérance, l'écart-type et la variance à travers un échantillonnage. La seule contrainte est de pouvoir inverser la fonction de répartition.

En prenant en compte le fait que $f[P^{-1}(r_n)]$ soit aussi une variable aléatoire, l'application du théorème central limite permet d'admettre que la distribution se comporte comme une loi normale. En posant $\zeta_n \equiv f[P^{-1}(r_n)]$ et $\bar{\zeta} \equiv E[f(\xi)]$, le théorème pose :

$$E_N(\xi) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \zeta_i \quad (2.77)$$

De plus, $\phi(\zeta)d\zeta$ est la probabilité que $E_N(\zeta)$ ait une valeur entre $\bar{\zeta}$ et $\bar{\zeta} + d\zeta$ tel que :

$$\phi(\xi) = \frac{\sqrt{N}}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{N|\zeta-\bar{\zeta}|^2}{2\sigma^2}} \quad (2.78)$$

Comme les équations précédentes le laissent paraître, plus l'échantillonnage est grand, plus les résultats sont précis.

Il est alors possible d'étudier le comportement d'un neutron en se basant sur un échantillonnage et une densité de probabilité.

Dans le but de palier aux difficultés numériques pouvant augmenter le temps de calcul,

certaines techniques sont introduites (Hébert, 2009a). Pour contourner l'impossibilité d'inverser certaines fonctions de répartition, on définit une fonction g facilement inversable tel que :

$$p(\xi) \leq cg(\xi) \quad (2.79)$$

La méthode est la suivante :

- Calcul de r_i une valeur aléatoire comprise entre 0 et 1 ;
- Calcul de ξ_i égal à $g^{-1}(r_i)$;
- Calcul de r_{i+1} une valeur aléatoire comprise entre 0 et 1 ;
- Calcul de $A = \frac{p(\xi_i)}{cg(\xi_i)}$;
- Si $r_{i+1} \leq A$, alors $f(\xi_i)$ est enregistrée et retour à l'étape 1 ;
- Si $r_{i+1} \geq A$, alors retour à l'étape 1.

Lorsque la population est passée, l'espérance de f est calculée. Il est important de savoir que plus g est proche de f , plus le résultat est précis.

2.2.2 Méthodes de rejet

L'une des autres difficultés de la méthode Monte Carlo est la variation des propriétés neutroniques des différents milieux. Pour chacun, une section efficace propre est définie.

Lorsqu'un neutron parcourt différents milieux, la densité de probabilité du libre parcours moyen doit prendre en compte les sections efficaces totales de tous les milieux. Cela génère des densités de probabilité complexes, rendant les fonctions de répartition quasiment impossibles à inverser.

Pour palier à cela, un algorithme de rejet proposé par Woodcock *et al.* (1965) impose une même section efficace totale à tous les milieux. À chaque section efficace totale, il rajoute une section efficace de collision virtuelle enlevant les écarts. De ce fait, lors de la marche aléatoire du neutron, lorsqu'une collision virtuelle s'effectue, elle n'est pas stockée et le code considère que le neutron ne s'est pas arrêté. Cela simplifie grandement le traitement.

2.2.3 Introduction au calcul de k_{eff}

En conclusion à cette partie sur la méthode Monte Carlo, le calcul du k_{eff} est évoqué. Ce paramètre est un élément important de neutronique. Dans la partie déterministe, il est obtenu lors de la résolution de l'équation de transport, introduit comme la plus grande valeur propre du système matriciel. Dans le cas stochastique, sa définition est tout autre. Lors d'un calcul Monte Carlo, N cycles exécutent chacun un lot de M neutrons. Pour un cycle n , $k_{eff,n}$

est défini tel que :

$$k_{eff,n} = \frac{\text{nombre de neutrons initiaux du cycle } n + 1}{\text{nombre de neutrons initiaux du cycle } n} \quad (2.80)$$

Généralement, la distribution spatiale neutronique au début du calcul (I premiers cycles) est mauvaise et induit un k_{eff} erroné. En retirant ceux-ci, on obtient :

$$k_{eff} = \frac{1}{N - I} \sum_{n=I+1}^N k_{eff,n} \quad (2.81)$$

Il est à noter qu'une normalisation des $k_{eff,n}$ est nécessaire pour s'assurer que la population neutronique demeure constante d'un cycle à l'autre.

2.3 Éléments de comparaison

Dans le but de valider les modèles, des variables sont proposées ci-dessous, permettant d'étudier le système tant d'un point de vue microscopique que macroscopique.

2.3.1 Bilan neutronique phénoménologique

Une première caractérisation se fait généralement en étudiant le k_{eff} , c'est-à-dire le coefficient de multiplication effectif. Celui-ci se définit de la manière suivante dans un calcul sans fuite :

$$k_{eff} = \frac{\text{Production}}{\text{Absorption} + \text{Excès}} \quad (2.82)$$

Or cela n'est généralement pas suffisant car des compensations s'opèrent au sein du calcul du paramètre. En partant de la définition (2.82), il est possible de faire apparaître différents éléments caractéristiques du système.

À partir de ce que propose Patrick Blanc-Tranchant dans sa thèse (Blanc-Tranchant, 1999), Hfaiedh (2006) définit une formule dite des six facteurs. Celle-ci est présentée ci-dessous :

$$k_{eff} = \chi_{n,2n} \cdot \epsilon_{pair} \cdot \epsilon_{impair} \cdot p \cdot f \cdot \eta \quad (2.83)$$

avec :

- $\chi_{n,2n}$: facteur de réaction à seuil ($n,2n$) ;
- ϵ_{pair} : facteur de fission rapide des noyaux pairs ;
- ϵ_{impair} : facteur de fission rapide des noyaux impairs ;
- p : facteur anti-trappe ;
- f : facteur d'utilisation thermique ;

- η : facteur de reproduction des neutrons thermiques.

Le calcul de ces facteurs se base sur un découpage à deux groupes d'énergie. On dissocie le groupe rapide (1) du groupe thermique (2). La coupure est faite à $0,625 \text{ eV}$, ce qui permet de prendre en compte la résonance du Plutonium 240 à 1 eV dans le facteur anti-trappe. Dans les formules classiques, le facteur ϵ n'était pas séparé selon la parité de l'isotope. Le problème, c'est que cela ne mettait pas en relief le fait que l'Uranium 235 fissionne dans le domaine thermique et épithermique.

On définit des taux de réaction pour obtenir les facteurs désirés :

- S : la source des neutrons qui est normalisée à 1 dans nos études ;
- P : la production totale qui équivaut à la somme de la production paire et la production impaire. Ce facteur correspond aussi à la somme de la production rapide et thermique :

$$P = P_1 + P_2 = P_{pair} + P_{impair} \quad (2.84)$$

- A : l'absorption totale définie tel que :

$$A = A_1 + A_2 \quad (2.85)$$

- F : la fission totale définie tel que :

$$F = F_{pair} + F_{impair} = F_1 + F_2 \quad (2.86)$$

Les indices correspondent au :

- domaine rapide ($> 0,625 \text{ eV}$) : 1 ;
- domaine thermique ($< 0,625 \text{ eV}$) : 2 ;
- région combustible : c.

Les différents facteurs sont définis de la manière suivante :

1.

$$\chi_{n,2n} = \frac{A}{S} \quad (2.87)$$

Il correspond à l'excès de neutrons produits par réaction (n,xn) ;

2.

$$\epsilon_{pair} = \frac{\frac{P_1 + P_2}{A_1 + A_2}}{\frac{P_{1,impair} + P_2}{A_1 - F_{1,pair} + A_2}} \quad (2.88)$$

Ce facteur caractérise la fission des actinides pairs (U234, U236, U238, Pu238...) dans

le domaine rapide ;

3.

$$\epsilon_{impair} = \frac{\frac{P_{1,impair} + P_2}{A_1 - F_{1,impair} + A_2}}{\frac{P_2}{A_1 - F_{1,pair} - F_{1,impair} + A_2}} \quad (2.89)$$

Ce facteur représente la fission des actinides impairs (U235, Pu239, Pu241, Am241...) dans le domaine rapide ;

4.

$$p = \frac{A_2}{A_1 - F_{1,pair} - F_{1,impair} + A_2} \quad (2.90)$$

Ce facteur correspond à la probabilité qu'un neutron atteigne le domaine thermique sans être absorbé dans les résonances des isotopes lourds ;

5.

$$f = \frac{A_{2,c}}{A_2} \quad (2.91)$$

Ce facteur caractérise la probabilité qu'un neutron thermique se fasse absorber dans le combustible avec $A_{2,c}$ l'absorption thermique dans le combustible ;

6.

$$\eta = \frac{P_2}{A_{2,c}} \quad (2.92)$$

Ce dernier paramètre équivaut au facteur de multiplication neutronique pour les neutrons thermiques.

2.3.2 Étude des taux de réaction

La grandeur fondamentale qu'est le taux de réaction correspond au nombre de réactions par unités de volume et de temps. On peut le caractériser de plusieurs manières, en dissociant le noyau concerné et le type de réaction. Il se définit tel que :

$$T(u) = \Sigma(u) \cdot \Phi(u) \quad (2.93)$$

avec Σ la section efficace macroscopique d'un noyau et pour une réaction considérée et Φ , le flux.

Les réactions jugées intéressantes sont l'absorption (capture+fission) et la fission. Selon les différents cas, les noyaux suivants sont étudiés :

1. UOX :

– Absorption : U235, U238, H1, O16, B10, B11 ;

- Fission : U235, U238 ;
- 2. MOX : les noyaux du cas précédent plus
 - Absorption : U234, U236, Pu239, Pu240, Pu241, Pu242, Am241, Np237 ;
 - Fission : Pu239, Pu240, Pu241, Pu242 ;
- 3. UOX-Gd : les noyaux du cas UOX plus
 - Absorption : Gd154, Gd155, Gd156, Gd157, Gd158, Gd160.

Le choix d'effectuer une étude avec un découpage énergétique a été préféré. En effet, étudier les taux de réaction intégrés sur tout le domaine énergétique aurait présenté peu d'intérêt car des compensations d'erreurs s'opèrent.

Le but du maillage choisi à 13 groupes est de montrer à quels endroits du domaine énergétique et pour quels isotopes des biais apparaissent lorsque l'on compare différents codes avec différentes bibliothèques de sections efficaces.

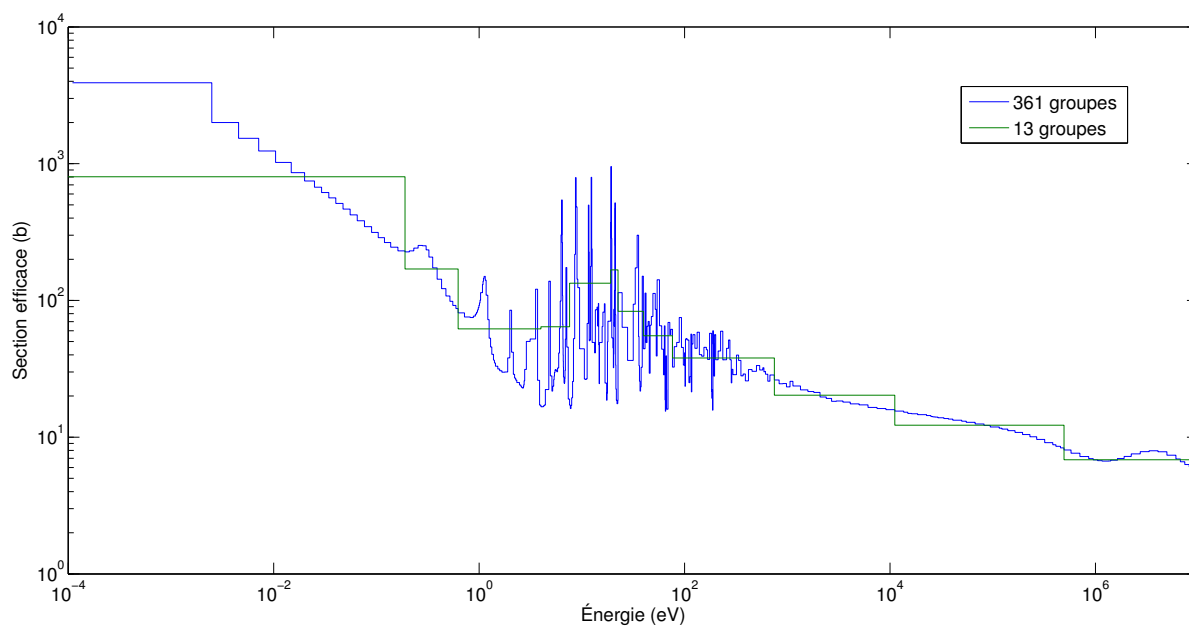


Figure 2.8 Section efficace de l'U235 multigroupe et le découpage 13 groupes.

Le tableau 2.1 présente le découpage à 13 groupes pour un maillage à 281 groupes, un découpage équivalent est utilisé pour les autres maillages (présenté en annexe A). Les points d'intérêt de chaque groupe sont explicités.

Tableau 2.1 – Découpage énergétique pour la validation.

Groupe	Borne supérieure	Borne inférieure	Commentaires
1	19,64 MeV	2,23 MeV	Seuil de réaction (n,xn) U238(6,2 MeV) et inélastique O16(6,4 MeV). Fissions de 2ème et 3ème chance.
2	2,23 MeV	494 keV	Seuil de fission U238(1 MeV), 2ème et 3ème résonances de l'O16(1 MeV et 1,31 MeV resp.)
3	494 keV	11,14 keV	1ère résonance de l'O16(434 keV), domaine des résonances non résolues pour les noyaux lourds, seuil inélastique de l'U238(45 keV)
4	11,14 keV	748 eV	Limite résolu-non résolu pour l'U238
5	748 eV	75 eV	Résonance du Zr91(292 eV), début de domaine résolu, résonances de l'U238 (102 eV, 117 eV et 189 eV)
6	75 eV	40,16 eV	4ème résonance de l'U238(66 eV)
7	40,16 eV	22,5 eV	3ème résonance de l'U238(36,7 eV)
8	22,5 eV	19,39 eV	2ème résonance de l'U238(20,9 eV)
9	19,39 eV	8,3 eV	Résonances des isotopes impairs et du Hf177
10	8,3 eV	4 eV	1ère résonance de l'U238 et résonance du Hf178
11	4 eV	0,625 eV	Coupure thermique(4 eV), 1ère résonance du PU240 et du Pu242
12	0,625 eV	0,19 eV	1ère résonance de l'U235, du Pu239 et du Pu241
13	0,19 eV	0,1 meV	Domaine purement thermique

CHAPITRE 3

CONFIGURATIONS ÉTUDIÉES

Un assemblage de type REP est étudié dans le cadre de ce projet. Côté déterministe, du fait des symétries, on ne considère qu'un huitième d'assemblage alors que pour le code stochastique, un assemblage entier est choisi.

Différents types de combustible sont sélectionnés, car jugés les plus représentatifs des configurations françaises : l'UOX, le MOX et l'UOX contenant des cellules dites gadolinées. Pour le premier cas, l'enrichissement en Uranium 235 est de 4 % avec quelques traces d'Uranium 234. Pour le MOX, l'assemblage présenté dans l'étude est dit trizoné. Au centre est utilisé un enrichissement haute teneur (rouge), puis moyenne (vert) et basse teneur (bleu) en périphérie de l'assemblage. Le dernier combustible utilisé possède certaines pastilles d'Oxyde d'Uranium combinées à du Gadolinium. L'objectif étant de compenser la réactivité excédentaire initiale.

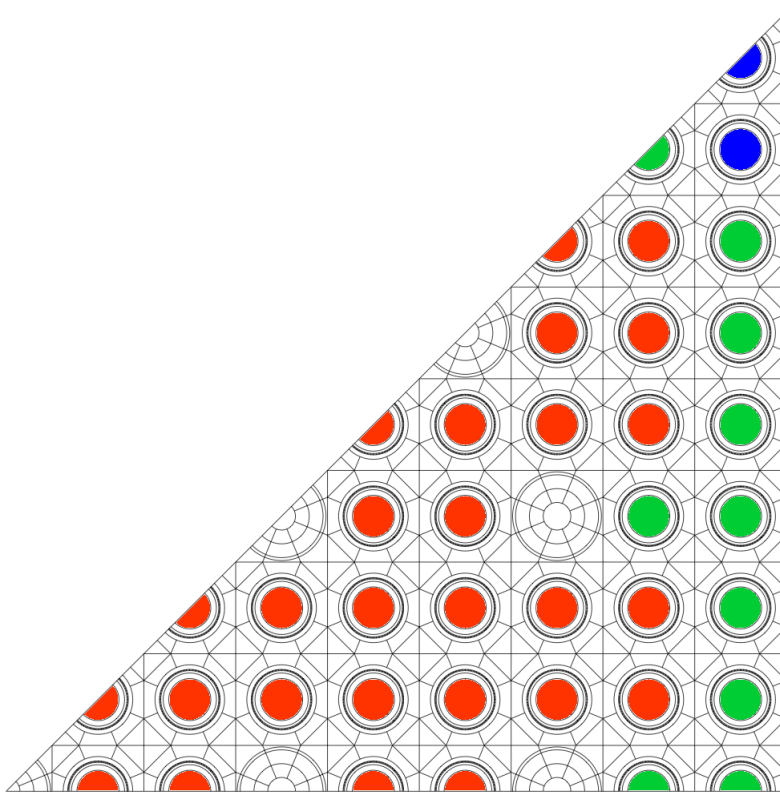


Figure 3.1 Géométrie d'assemblage UOX et MOX avec un maillage Moulin à Vent.

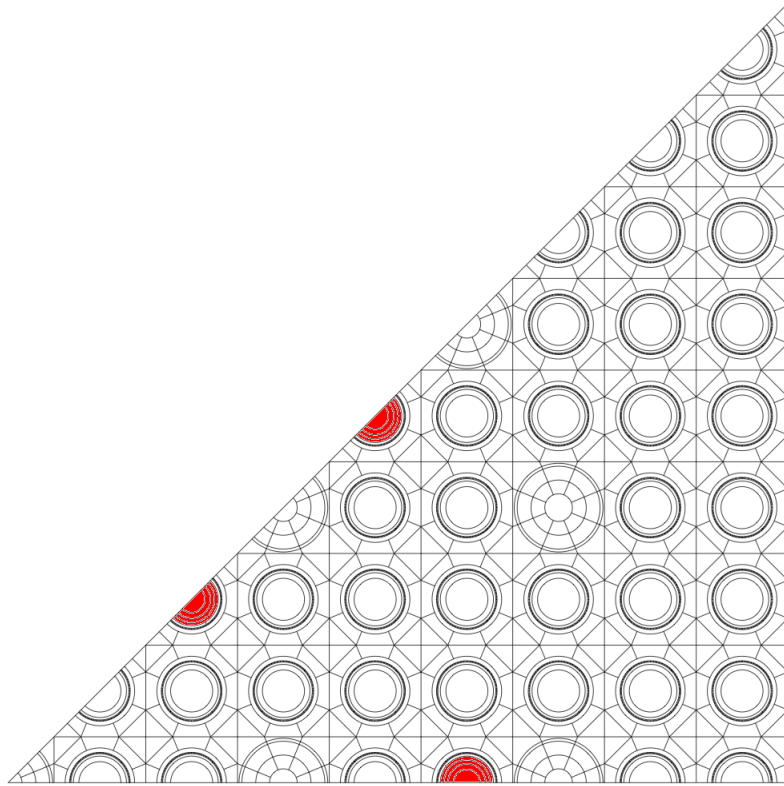


Figure 3.2 Géométrie d'assemblage $UO_2Gd_2O_3$ avec un maillage Moulin à Vent.

Un certain nombre d'options de la physique des réacteurs ont été étudiées au sein de ce mémoire.

Pour l'autoprotection des résonances, la méthode des sous-groupes développée par Mireille Coste-Delclaux (Coste-Delclaux, 2006) est comparée à la méthode dite de Sanchez-Coste dans APOLLO2 selon le formalisme Livolant-Jeanpierre. Une autre technique des sous-groupes est aussi étudiée, la *Subgroup Projection Method*, disponible dans DRAGON5 et développée par Alain Hébert (Hébert, 2009b).

Afin de respecter la condition d'utilisation de la méthode des sous-groupes (source constante au sein d'un groupe d'énergie), différents maillages énergétiques fins sont utilisés. Le SHEM à 281 groupes qui est celui recommandé par le CEA avec la méthode Sanchez-Coste sert de comparaison au SHEM361 (Hébert et Santamarina, 2008) et au SHEM295.

Jusqu'à présent, dans les différents schémas de calcul industriel du CEA, la recommandation est de modéliser l'anisotropie de la loi de choc avec un développement en polynômes de Legendre à l'ordre 0 avec une correction de transport (P0 corrigé). Une alternative est considérée avec un développement en polynômes de Legendre à l'ordre 3 (P3). Ce qui peut

être intéressant du fait que les calculs cœurs utilisent un développement de type P3. Une remarque à faire importante : lorsque l'on parle des études en P3, cela ne concerne que le calcul de flux général, et non celui réalisé lors de l'autoprotection. Ce dernier est réalisé en P0 corrigé. Ce détail prend toute son importance et est sous-entendu dans la suite de ce mémoire.

Pour le maillage spatial, différents degrés de discrétisation sont considérés. Ils seront présentés ultérieurement. On considère les deux maillages recommandés par le CEA, le Moulin à Vent (REL2005) et le Raffiné (SHEM-MOC). En plus de ceux-là, un maillage Simple (sans discrétisation du modérateur) et un maillage Hyper Raffiné sont évalués.

Au niveau du calcul du flux par la Méthode des Caractéristiques, une option propre au terme source est étudiée. La modélisation spatiale de ce dernier peut être réalisée de plusieurs façons. D'une manière générale, dans les applications industrielles, la représentation spatiale est constante au sein d'une région géométrique. Mais il est possible de la caractériser de façon linéaire (Santandrea et Sanchez, 2002). Cette alternative est étudiée dans le cadre du projet.

Afin d'économiser de l'espace disque, les bibliothèques de données nucléaires distribuées par le CEA tronquent les matrices de diffusion à partir d'un certain niveau d'énergie. Cela a pour conséquence d'influer sur l'effet d'upscattering. La dernière bibliothèque, la V5.1.2 a comme particularité entre autres de proposer une coupure similaire à celle utilisée par le code stochastique TRIPOLI4. Elle passe de 4 eV à 4,86 eV. La V4.1.2 et la V5.1.2 sont comparées afin d'y étudier l'effet de la limitation numérique imposée.

CHAPITRE 4

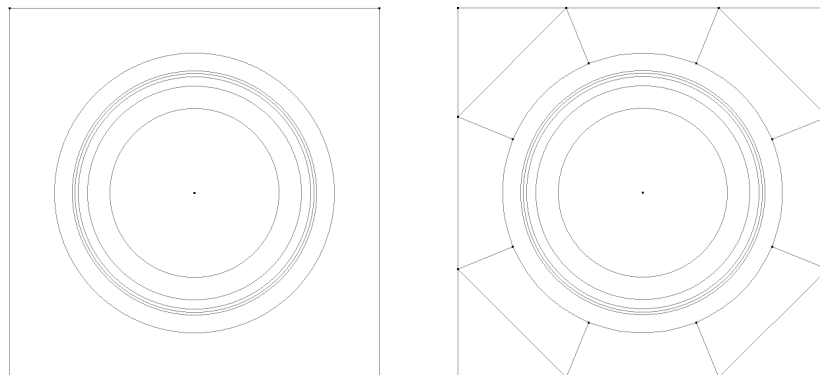
VALIDATIONS PRÉLIMINAIRES

Avant de débiter la validation des principales options, il est nécessaire de revisiter un certain nombre de paramètres car les études d'optimisation du CEA datent de 2007. Il est donc toujours intéressant de les faire varier afin de voir si une amélioration est possible. L'objectif de ce projet est de proposer une optimisation des schémas actuels. La plupart des validations sont faites pour un huitième d'assemblage. Lorsque ce n'est pas le cas, la géométrie choisie est une cellule unique avec une condition de réflexion spéculaire. Cela est précisé au début de l'étude concernée.

4.1 Discrétisation géométrique

Différents maillages géométriques sont étudiés. Ils sont au nombre de quatre :

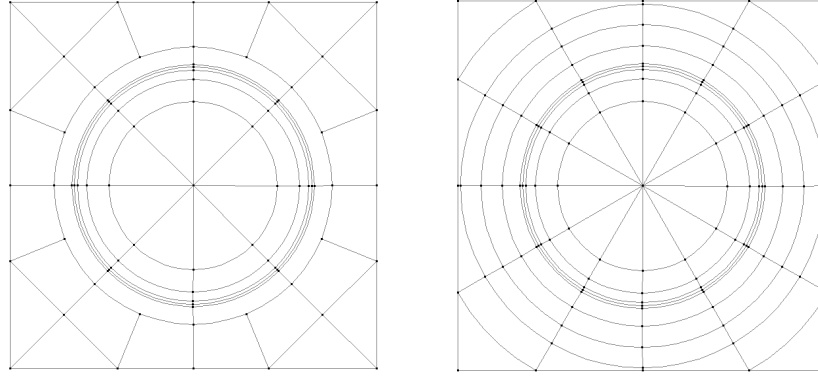
- Maillage Simple (SIMPLE) : aucune discrétisation du modérateur ;
- Maillage Moulin à Vent (MAV) : discrétisation du modérateur ; permettant de représenter la thermalisation du flux aux extrémités du motif de la cellule. Il est employé dans la chaîne de calcul REL2005 ;
- Maillage Raffiné (RAF) : discrétisation Moulin à Vent avec des quadrants. Utilisé dans le schéma SHEM-MOC du CEA ;
- Maillage Hyper Raffiné (RAF+) : discrétisation Raffinée avec un découpage radial plus détaillé du modérateur.



(a) Maillage Simple.

(b) Maillage Moulin à Vent.

Figure 4.1 Discrétisation géométrique pour une cellule (1).



(a) Maillage Raffiné.

(b) Maillage Hyper Raffiné.

Figure 4.2 Discretisation géométrique pour une cellule (2).

Comme le montrent les figures 4.1 et 4.2, la variation de discrétisation s'effectue principalement au niveau du modérateur, ce qui permet de caractériser la thermalisation des neutrons.

Le premier impact du maillage est le temps de calcul :

- Maillage Simple : 266 s (-43 %) - 313 régions ;
- Maillage Moulin à Vent : 471 s - 801 régions (référence) ;
- Maillage Raffiné : 1773 s (+276 %) - 2586 régions ;
- Maillage Hyper Raffiné : 1794 s (+280 %) - 3966 régions.

La discrétisation de type Moulin à Vent est prise comme référence de par son utilisation dans le schéma de calcul REL2005. Le temps de calcul est fonction de la précision du maillage, ce qui n'est pas étonnant. Par contre, l'écart entre le Raffiné et l'Hyper Raffiné n'est pas très significatif alors que le nombre de régions augmente considérablement.

Figure 4.3 Comparaison des facteurs en fonction du type de maillage géométrique (*pcm*).

Type de maillage	$\delta \chi$	$\delta \epsilon_{pair}$	$\delta \epsilon_{impair}$	δp	δf	$\delta \eta$	δk_{eff}
Simple	9	24	-23	121	-151	7	-13
Moulin à Vent	8	14	-9	14	-83	8	-48
Raffiné	7	-12	0	-109	-6	7	-104
Hyper Raffiné	7	-13	6	-86	-13	7	-92

À présent, nous abordons l'étude macroscopique (tableau 4.3) avec la formule des six facteurs et la comparaison par rapport à TRIPOLI4 en *pcm*. Pour chaque facteur, la méthode utilisée est la suivante et est reprise pour chaque comparaison de la formule des six facteurs

au sein de ce travail :

$$\delta X = \ln\left(\frac{AP2}{X_{T4}}\right) \cdot 10^5 \quad (4.1)$$

L'étude est basée sur une représentation linéaire de la source en MOC.

Les résultats sont sans équivoques, le maillage Simple n'est pas utilisable et de nombreuses compensations s'opèrent en observant la formule des six facteurs. De plus, on note un écart significatif au niveau du facteur anti-trappe pour les maillages Raffiné et Hyper Raffiné.

Si l'on étudie les taux d'absorption isotope par isotope pour les cas précédemment étudiés, des compensations s'opèrent notamment dans les groupes encadrant les résonances de l'U238 à $36,7 eV$ et $20,9 eV$. En première conclusion, les maillages Raffiné, Hyper Raffiné et Moulin à Vent sont toujours considérés. Le maillage Simple est abandonné. Malgré le fait que l'écart de temps de calcul entre les maillages soit très variable.

4.2 Représentation spatiale de la source

Il existe une méthode permettant de remplacer l'option de la modélisation spatiale linéaire du terme source pour le calcul MOC. Pour une région donnée où le terme source est linéaire, il est possible de subdiviser cette région en plusieurs régions avec une représentation constante du terme source. Si le nombre de régions est suffisant, il est possible de recréer l'effet d'une source linéaire au sein d'une "macro région".

Il est donc intéressant de comparer les deux configurations suivantes :

- Modélisation spatiale linéaire du terme source dans le MOC avec un maillage Raffiné ;
- Modélisation spatiale constante du terme source dans le MOC avec un maillage Hyper Raffiné.

Le but étant de voir s'il est possible de réduire le temps de calcul. Le cas avec le terme source constant s'exécute en $1278 s$ alors que l'autre met $1773 s$ (+38 %). La combinaison avec le maillage Hyper Raffiné semble plus adaptée. À présent, nous abordons l'étude microscopique des taux d'absorption pour l'isotope le plus absorbant.

Le tableau 4.1 présente le taux d'absorption de l'Uranium 238 pour TRIPOLI4 ainsi que l'erreur relative associée sur un maillage énergétique à 13 groupes. On y présente aussi les différences relative (Δr) en % et absolue (Δa) en pcm des modèles RAF/LISU et RAF+/CST d'APOLLO2. Les écarts sont obtenus de la façon suivante :

$$\Delta r = \frac{\tau_{AP2} - \tau_{T4}}{\tau_{T4}} \cdot 100 \quad (4.2)$$

$$\Delta a = (\tau_{AP2} - \tau_{T4}) \cdot 10^5 \quad (4.3)$$

À la suite de ce mémoire, tous les tableaux présentant des taux d'absorptions contiendront la même nomenclature, que cela soit pour APOLLO2 ou DRAGON5.

La première constatation en observant le tableau 4.1, est que les résultats entre les deux configurations sont assez similaires. Deux groupes subissent une sur-estimation de l'absorption pour le taux de réaction de l'U238. Ce sont les groupes 7 et 8. Ils contiennent les deuxième et troisième résonances de l'Uranium 238 à 20,9 eV et 36,7 eV respectivement.

Tableau 4.1 Taux d'absorption de l'U238 pour le RAF/LISU et RAF+/CST.

		TRIPOLI4		RAF/LISU		RAF+/CST	
Groupe	Borne sup,	Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	<i>1,87E-02</i>	<i>2,57E-03</i>	-1	-13	-1	-17
2	2,23 MeV	<i>1,63E-02</i>	<i>1,89E-03</i>	0	-8	-1	-10
3	494 keV	<i>1,63E-02</i>	<i>1,46E-03</i>	0	0	0	-1
4	11,1 keV	<i>2,72E-02</i>	<i>2,79E-03</i>	0	4	0	3
5	748 eV	<i>4,27E-02</i>	<i>4,56E-03</i>	0	-15	0	-10
6	76,3 eV	<i>9,80E-03</i>	<i>1,16E-02</i>	1	6	1	8
7	39,7 eV	<i>2,02E-02</i>	<i>8,46E-03</i>	2	35	2	44
8	22,5 eV	<i>2,25E-02</i>	<i>9,22E-03</i>	1	32	2	38
9	19 eV	<i>5,31E-03</i>	<i>3,82E-03</i>	-1	-3	-1	-3
10	7,6 eV	<i>4,32E-02</i>	<i>6,49E-03</i>	0	-3	0	2
11	4 eV	<i>7,02E-03</i>	<i>2,31E-03</i>	-1	-5	-1	-4
12	0,625 eV	<i>9,62E-03</i>	<i>2,42E-03</i>	0	-1	0	0
13	190 meV	<i>4,19E-02</i>	<i>2,08E-03</i>	0	-12	0	-15
		<i>Total</i>			15		36

Au niveau de l'Uranium 235 (non présenté sous forme de tableau dans ce mémoire), la plupart des groupes ne présentent pas d'écarts significatifs sauf dans le groupe thermique 13. Pour la première combinaison, l'écart est de $-87 pcm$ et $-120 pcm$ pour la deuxième (en relatif, inférieur à 1%). L'origine de cette sous-estimation de l'absorption (donc de la fission) de l'Uranium 235 vient de la sur-absorption réalisée par l'U238 dans les groupes 8 et 9.

Un choix s'impose pour la suite du projet de validation. Les résultats étant similaires, la décision est assez arbitraire. La configuration maillage Hyper Raffiné/source constante est abandonnée. Les raisons sont multiples. Tout d'abord, le maillage Hyper Raffiné n'est pas compatible avec DRAGON5 du fait que certaines régions sont trop petites. De plus, bien que la modélisation géométrique linéaire du terme source dans le MOC existe depuis plusieurs

années dans APOLLO2, elle était jusqu'à présent instable. C'est l'occasion donc de valider cette nouvelle option. De plus, celle-ci est en cours de développement dans DRAGON5.

4.3 Convergence du découpage annulaire

Comme le montre la figure 2.2, la concentration des isotopes varie sous irradiation en fonction de la position par rapport au centre de la pastille de combustible. Un découpage annulaire est alors nécessaire.

Les recommandations du CEA sont un découpage à 4 anneaux pour les pastilles d'UOX/MOX et un découpage à 11 anneaux pour les cellules gadolinées (voir section 2.1.4).

Pour les codes stochastiques, cette discrétisation est nécessaire qu'en évolution alors que pour les codes déterministes, elle est aussi indispensable pour l'autoprotection. Mais il faut s'assurer que le découpage converge. Pour cela, une cellule d'assemblage est prise et découpée de manière similaire au code déterministe. Puis le taux de fission normalisé est étudié.

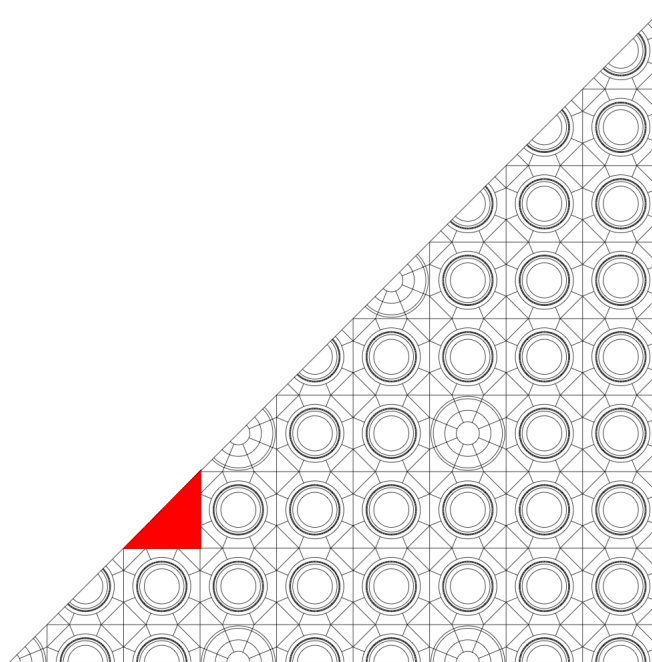


Figure 4.4 Cellule considérée pour l'étude de convergence en rouge.

Les résultats du tableau 4.2 montrent qu'il n'y a pas besoin de modifier le découpage. En effet, l'écart le plus important est inférieur à 1 %, le reste étant absolument négligeable.

Tableau 4.2 Étude de convergence géométrique du taux de fission.

	TRIPOLI4	APOLLO2	Écart %
Couronne 1	0,0533	0,0529	-0,88
Couronne 2	0,1565	0,1566	0,1
Couronne 3	0,3034	0,3038	0,13
Couronne 4	0,4867	0,4865	-0,02

4.4 Paramètres de traçage pour la méthode des caractéristiques

Comme présenté dans la théorie du calcul du flux par la méthode des caractéristiques (voir section 2.1.10), une discrétisation spatiale en 3D est réalisée par des caractéristiques. Elles sont donc représentées par différents paramètres, que sont leur espacement latéral Δr , l'angle radial φ et l'angle azimutal Ψ . Les quadratures utilisées dans APOLLO2 sont basées sur des fonctions de Bickley. Il est à noter que cette étude de convergence ne s'applique que pour APOLLO2 car DRAGON5 utilise des quadratures de Gauss (aussi disponibles dans APOLLO2 mais non utilisées dans nos études).

La démarche est la suivante : l'étude part des paramètres recommandés pour le SHEMA-MOC par le CEA, puis les angles (en degrés) sont réduits afin d'observer si une amélioration de la convergence est possible.

Les résultats sont similaires entre les différentes configurations. On observe néanmoins de très légères améliorations mais qui ne nécessitent pas un raffinement des paramètres d'intégration. Le temps d'exécution est fonction des différentes variables tel que :

$$T \propto \frac{\varphi \cdot \Psi}{\Delta r} \quad (4.4)$$

Cette relation se retrouve directement avec les temps d'exécution :

- ($\varphi = 30$ $\Psi = 3$) : 1284 s ;
- ($\varphi = 33$ $\Psi = 5$) : 1370 s ;
- ($\varphi = 36$ $\Psi = 6$) : 1532 s ;
- ($\varphi = 42$ $\Psi = 9$) : 2639 s.

Il n'y a donc absolument aucun intérêt à raffiner les paramètres de traçage comme le montrent les tableaux 4.3 et 4.4 car ils sont suffisamment convergés. Cependant, il ne faut pas relâcher le nombre de paramètres et garder les recommandations du CEA pour le SHEMA-MOC.

Tableau 4.3 Taux d'absorption de l'U238 pour les paramètres de traçage du MOC.

TRIPOLI4				$\varphi=30$ $\Psi=3$	$\varphi=33$ $\Psi=5$	$\varphi=36$ $\Psi=6$	$\varphi=42$ $\Psi=9$				
Gr.	Borne sup.	Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	$1,87E-02$	$5,70E-02$	1	13	1	13	0	7	0	7
2	2,23 MeV	$1,63E-02$	$1,89E-03$	0	8	0	8	0	4	0	4
3	494 keV	$1,63E-02$	$1,46E-03$	0	0	0	0	0	0	0	0
4	11,1 keV	$2,72E-02$	$2,79E-03$	0	-4	0	-4	0	-3	0	-3
5	748 eV	$4,27E-02$	$4,56E-03$	0	15	0	15	0	15	0	15
6	76,3 eV	$9,80E-03$	$1,16E-02$	-1	-6	-1	-6	-1	-6	-1	-6
7	39,7 eV	$2,02E-02$	$8,46E-03$	-2	-35	-2	-35	-2	-35	-2	-34
8	22,5 eV	$2,25E-02$	$9,22E-03$	-1	-32	-1	-32	-1	-31	-1	-31
9	19 eV	$5,31E-03$	$3,82E-03$	1	3	1	3	1	3	1	3
10	7,6 eV	$4,32E-02$	$6,49E-03$	0	3	0	3	0	6	0	5
11	4 eV	$7,02E-03$	$2,31E-03$	1	5	1	5	1	5	1	5
12	0,625 eV	$9,62E-03$	$2,42E-03$	0	1	0	1	0	1	0	1
13	190 meV	$4,19E-02$	$2,08E-03$	0	12	0	12	0	12	0	12
<i>Total</i>					-15		-13		-20		-20

Tableau 4.4 Taux d'absorption de l'U235 pour les paramètres de traçage du MOC.

TRIPOLI4				$\varphi=30$ $\Psi=3$	$\varphi=33$ $\Psi=5$	$\varphi=36$ $\Psi=6$	$\varphi=42$ $\Psi=9$				
Gr.	Borne sup.	Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	$1,65E-03$	$2,53E-03$	1	1	1	1	0	1	0	1
2	2,23 MeV	$3,57E-03$	$1,53E-03$	0	1	0	1	0	1	0	1
3	494 keV	$5,97E-03$	$1,29E-03$	0	0	0	0	0	0	0	0
4	11,1 keV	$8,97E-03$	$1,83E-03$	0	-2	0	-2	0	-2	0	-2
5	748 eV	$2,27E-02$	$2,16E-03$	0	4	0	4	0	4	0	4
6	76,3 eV	$1,25E-02$	$4,08E-03$	0	1	0	1	0	1	0	1
7	39,7 eV	$1,32E-02$	$4,90E-03$	0	0	0	0	0	0	0	0
8	22,5 eV	$3,84E-03$	$1,33E-02$	0	0	0	0	0	0	0	0
9	19 eV	$2,30E-02$	$4,56E-03$	0	-8	0	-8	0	-8	0	-8
10	7,6 eV	$5,90E-03$	$5,76E-03$	1	9	1	9	1	9	1	9
11	4 eV	$2,68E-02$	$2,64E-03$	1	14	1	14	1	15	1	15
12	0,625 eV	$8,98E-02$	$2,50E-03$	0	10	0	10	0	11	0	11
13	190 meV	$4,08E-01$	$2,10E-03$	0	87	0	87	0	92	0	91
<i>Total</i>					116		115		121		121

4.5 Découpage énergétique

Jusqu'à présent, dans les schémas de calcul du CEA, la recommandation est d'utiliser une bibliothèque énergétique à 281 groupes (SHEM281). L'une des conditions de l'emploi de la méthode des sous-groupes pour l'autoprotection des résonances est qu'au sein d'un groupe d'énergie, la source soit constante. Cela oblige donc à mailler suffisamment le domaine énergétique.

Le but de cette section est de comparer une configuration exécutant la méthode des sous-groupes à 281 groupes et 361 groupes, afin de voir laquelle des deux est exploitable. Tout d'abord, nous présentons l'étude macroscopique avec la formule des six facteurs comparée à TRIPOLI4.

Tableau 4.5 Comparaison de la formule des six facteurs.

Type de maillage	$\delta\chi$	$\delta\epsilon_{pair}$	$\delta\epsilon_{impair}$	δp	δf	$\delta\eta$	δk_{eff}
SHEM281	7	-71	-119	1017	-6	9	836
SHEM361	7	-12	9	-109	-6	7	-104

Sans même étudier les taux d'absorptions, la formule des six facteurs montre que 281 groupes d'énergie ne sont pas suffisants pour employer la méthode d'autoprotection des sous-groupes. Le facteur anti-trappe p qui caractérise le ralentissement des neutrons, donc l'autoprotection, est largement sur-estimé. Mais pour s'assurer que le problème vient bien de la méthode d'autoprotection, il faut observer le taux d'absorption de l'Uranium 238. Comme expliqué précédemment, en dessous de $22,5 eV$, le maillage est suffisamment raffiné pour éviter l'autoprotection. Donc si les écarts du 281 groupes s'observent au-dessus de cette limite, cela veut dire que le maillage engendre des erreurs dans les sections autoprotégées. Donc l'hypothèse que décorrélation réactions/source n'est pas vérifiée.

Comme le montre le tableau 4.6, les écarts sont principalement observés au dessus du groupe 8, or la borne supérieure du groupe 8 est fixée à $22,5 eV$, ce qui correspond à la limite de l'autoprotection. Donc 281 groupes d'énergie ne sont pas suffisants pour appliquer la méthode des sous-groupes.

Pour la suite de l'étude, le découpage énergétique à 361 groupes est réservé à la méthode des sous-groupes alors que celui à 281 groupes est utilisé pour le Sanchez-Coste.

Tableau 4.6 Taux d'absorption de l'U238 pour le maillage énergétique.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		SHEM281		SHEM361	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	<i>1,87E-02</i>	<i>2,57E-03</i>	-1	-13	-1	-13
2	2,23 MeV	<i>1,63E-02</i>	<i>1,89E-03</i>	0	-8	0	-8
3	494 keV	<i>1,63E-02</i>	<i>1,46E-03</i>	0	0	0	0
4	11,1 keV	<i>2,72E-02</i>	<i>2,79E-03</i>	0	1	0	4
5	748 eV	<i>4,27E-02</i>	<i>4,56E-03</i>	-8	-356	0	-15
6	76,3 eV	<i>9,80E-03</i>	<i>1,16E-02</i>	-16	-153	1	6
7	39,7 eV	<i>2,02E-02</i>	<i>8,46E-03</i>	-15	-305	2	35
8	22,5 eV	<i>2,25E-02</i>	<i>9,22E-03</i>	2	56	1	32
9	19 eV	<i>5,31E-03</i>	<i>3,82E-03</i>	0	2	-1	-3
10	7,6 eV	<i>4,32E-02</i>	<i>6,49E-03</i>	1	41	0	-3
11	4 eV	<i>7,02E-03</i>	<i>2,31E-03</i>	0	2	-1	-5
12	0,625 eV	<i>9,62E-03</i>	<i>2,42E-03</i>	1	9	0	-1
13	190 meV	<i>4,19E-02</i>	<i>2,08E-03</i>	1	31	0	-12
<i>Total</i>					-603		15

4.6 Calcul du flux lors de l'autoprotection

Quelle que soit la méthode d'autoprotection des résonances, il est nécessaire de calculer le flux ou le terme source (sous-groupes d'APOLLO2). DRAGON5 permet de choisir entre le MOC ou la méthode par courant d'interface, alors qu'APOLLO2 n'autoprotège qu'en se basant sur le formalisme Pij multi cellule. La méthode des caractéristiques étant plus longue en terme d'exécution, elle n'offre qu'un intérêt limité par rapport au Pij lors de l'autoprotection. Mais il est quand même intéressant de comparer les deux méthodes. Pour cela, nous nous basons sur un assemblage UOX dans DRAGON5.

Au niveau du temps d'exécution, l'utilisation du MOC augmente le temps de calcul de 53 % (20880 s à 32100 s). L'impact est loin d'être négligeable.

Pour le coefficient de multiplication effectif, la différence est quasiment nulle. Pour le MOC, on observe un écart de $-175 pcm$ vis-à-vis du code stochastique et pour les Pij, la sous-estimation est de $-171 pcm$.

Les résultats de l'étude microscopique du tableau 4.7 montrent qu'il n'y a aucun intérêt à utiliser le MOC dans l'autoprotection. Les écarts par groupe sont quasiment similaires. Il est donc fortement recommandé d'utiliser la méthode des courants d'interface et non le MOC

pour le calcul du flux lors de l'autoprotection. À noter une mauvaise estimation du groupe rapide 1. Nous pouvons penser que la DRAGLIB utilisée modélise mal la réaction $(n, 2n)$.

Tableau 4.7 Comparaison des taux d'absorption U5/U8 pour l'UOX en fonction du calcul du flux dans l'autoprotection - DRAGON5.

Groupes	Borne sup.	U235		U238	
		CI	MOC	CI	MOC
		Δa	Δa	Δa	Δa
1	19,6 MeV	-4	-8	-46	-45
2	2,23 MeV	-9	-9	-40	-40
3	494 keV	-2	-2	-1	-1
4	11,1 keV	7	7	17	24
5	748 eV	10	11	39	40
6	76,3 eV	7	8	-1	0
7	39,7 eV	16	17	6	6
8	22,6 eV	7	8	18	18
9	19 eV	13	16	-1	-2
10	7,6 eV	-10	-10	48	42
11	4 eV	-13	-13	-5	-5
12	0,625 eV	-109	-110	-11	-11
13	190 meV	51	44	3	2
	<i>Total</i>	-42	-37	27	29

4.7 Bibliothèque des données nucléaires

Comme introduit dans la section 2.1.2, l'effet d'upscattering est tronqué dans les bibliothèques énergétiques françaises. La limite est imposée lorsque l'effet est jugé négligeable. Jusqu'à présent, cette borne était fixée à 4 eV pour la bibliothèque du code déterministe APOLLO2. À noter que pour les DRAGLIB, il n'y a pas de coupure pour l'upscattering. Pour la bibliothèque en énergie continue du code TRIPOLI4, la limite est fixée à 4,86 eV. Il est donc nécessaire d'utiliser une bibliothèque multigroupe pour APOLLO2 plus adaptée à la comparaison avec TRIPOLI4 ayant une coupure thermique à 4,86 eV. L'étude permet de mettre en exergue la nécessité d'utiliser la bibliothèque la plus récente, la CEA V5.1.2 (en opposition à la CEA V4.1.2). L'étude est faite sur un cas MOX car il possède un spectre plus dur que l'UOX, ce qui montre plus facilement les écarts.

D'un point de vue macroscopique, il n'y a pas de variation notable entre les deux bibliothèques. La version avec la coupure relevée est légèrement moins bonne. L'étude du taux

d'absorption permet de révéler certaines compensations.

Tableau 4.8 Comparaison de la formule des six facteurs.

Type de maillage	$\delta\chi$	$\delta\epsilon_{pair}$	$\delta\epsilon_{impair}$	δp	δf	$\delta\eta$	δk_{eff}
CEA V4.1.2	7	-12	0	-88	-7	9	-93
CEA V5.1.2	7	-12	9	-109	-6	7	-105

Tableau 4.9 Taux d'absorption pour l'U238 pour la bibliothèque - MOX.

		TRIPOLI4		CEA V4.1.2	CEA V5.1.2		
Groupe	Borne sup.	Taux	Erreur	Δa	Δr	Δa	Δr
1	19,6 MeV	2,00E-02	8,48E-05	-1	-16	-1	-16
2	2,23 MeV	1,65E-02	5,44E-05	0	-8	0	-8
3	494 keV	1,67E-02	4,66E-05	0	-1	0	-1
4	11,1 keV	2,76E-02	0,0001582	0	4	0	3
5	748 eV	4,26E-02	0,0004119	-1	-31	-1	-31
6	76,3 eV	9,13E-03	0,0002311	2	21	2	21
7	39,7 eV	1,96E-02	0,0003567	1	24	1	24
8	22,5 eV	2,12E-02	4,30E-04	1	30	1	30
9	19 eV	4,72E-03	3,75E-05	-1	-5	-1	-5
10	7,6 eV	4,04E-02	5,81E-04	0	-16	0	-12
11	4 eV	4,87E-03	2,59E-05	-1	-5	-1	-5
12	0,625 eV	2,44E-03	1,76E-05	-1	-2	-1	-2
13	190 meV	9,22E-03	6,41E-05	0	1	0	-2
<i>Total</i>						-4	-2

Pour l'Uranium 238, une légère amélioration est observée dans le groupe 10. La borne inférieure étant 4 eV, la coupure du CEA V5.1.2 se situe dans ce groupe. C'est donc l'un des premiers effets du relèvement. Mais la différence est tout de même négligeable lorsque l'on observe l'écart relatif. Ne présentant pas de variations significatives, l'U235 n'est pas présenté. Par contre, pour les actinides mineurs, il y a des différences comme le montrent le Plutonium 240 et le Plutonium 241 (tableaux 4.10 et 4.11).

Pour le Plutonium 240, des écarts s'observent dans le groupe 11 qui a sa borne supérieure fixée à 4 eV. Elle correspond à la coupure thermique du CEA V4.1.2. La sous-absorption est réduite avec la nouvelle bibliothèque, donc l'upscattering a bien un effet sur les résultats. L'amélioration est de l'ordre de 25 pcm, ce qui correspond à 0 %.

Tableau 4.10 Taux d'absorption pour le Pu240 en fonction de la bibliothèque - MOX.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		CEA V4.1.2		CEA V5.1.2	
		Taux	Erreur %	Δa	Δr	Δa	Δr
1	19,6 MeV	1,05E-03	4,14E-06	-1	-1	-1	-1
2	2,23 MeV	1,67E-03	4,31E-06	0	-1	0	-1
3	494 keV	6,64E-04	1,49E-06	0	0	0	0
4	11,1 keV	1,14E-03	7,40E-06	2	2	2	2
5	748 eV	4,55E-03	5,27E-05	-2	-11	-2	-11
6	76,3 eV	4,18E-03	9,10E-05	1	5	1	5
7	39,7 eV	2,54E-03	8,19E-05	1	2	1	2
8	22,5 eV	1,42E-03	5,00E-05	-1	-2	-1	-2
9	19 eV	4,28E-05	2,65E-07	-1	0	-1	0
10	7,6 eV	9,44E-05	7,72E-07	-2	0	-1	0
11	4 eV	9,82E-02	8,74E-04	0	-36	0	-11
12	0,625 eV	1,13E-02	8,03E-05	-1	-12	-1	-10
13	190 meV	1,87E-02	1,12E-04	0	-1	0	-7
<i>Total</i>					-56		-34

Tableau 4.11 Taux d'absorption pour le Pu241 pour la bibliothèque - MOX.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		CEA V4.1.2		CEA V5.1.2	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	3,31E-04	1,29E-06	-1	0	-1	0
2	2,23 MeV	7,17E-04	1,77E-06	0	0	0	0
3	494 keV	1,08E-03	2,36E-06	0	0	0	0
4	11,1 keV	1,44E-03	4,87E-06	1	2	1	1
5	748 eV	3,83E-03	1,72E-05	1	2	1	2
6	76,3 eV	1,25E-03	1,11E-05	0	0	0	0
7	39,7 eV	2,29E-03	2,09E-05	2	5	2	5
8	22,5 eV	6,28E-05	1,04E-06	-1	0	-1	0
9	19 eV	8,18E-03	6,94E-05	0	0	0	0
10	7,6 eV	7,79E-03	7,33E-05	-1	-12	0	-2
11	4 eV	2,17E-03	1,12E-05	-1	-2	-1	-2
12	0,625 eV	1,18E-02	9,43E-05	-1	-7	0	-6
13	190 meV	3,23E-02	1,91E-04	0	-6	0	-16
<i>Total</i>					-18		-17

De même pour le Plutonium 241 : le groupe 10 qui contient la coupure à 4,86 eV est amélioré d'une dizaine de pcm (1%). On peut se demander si l'intérêt est réel. En effet, il y a une amélioration en absolue mais elle n'est pas forcément significative lorsque nous étudions

l'écart relatif.

4.7.1 Isotopes autoprotégés

À l'origine, la méthode d'autoprotection des résonances en sous-groupes s'appliquait particulièrement aux calculs de réacteurs à neutrons rapides du fait des découpages énergétiques fins. Une série de benchmarks a été réalisé dans ce projet en prenant un assemblage MOX vidangé (perte du caloporteur) à différents taux (40 %, 80 %, 100 %). Cela permet de simuler un comportement similaire à un RNR et ainsi de voir si avec un découpage à 361 groupes, les résultats sont acceptables. Les recommandations du CEA sont d'autoprotéger dans un calcul MOX, uniquement les actinides mineurs suivants : Pu239, Pu240 et Pu241.

Si l'on observe, pour un taux de vide de 100 %, en suivant les recommandations du CEA, nous obtenons l'écart du taux d'absorption pour l'U238 par rapport à TRIPOLI4 en *pcm* dans le tableau 4.12 :

Tableau 4.12 Taux d'absorption en pcm de l'U238 à 100 % de taux de vide - MOX.

	CEA V5.1.2		CEA V4.1.2	
	S-C	SSG	S-C	SSG
Taux total	-335	-439	-567	-201

Dans le cas où la bibliothèque choisie est la V4.1.2, les résultats sont cohérents avec des résultats significativement meilleurs pour les sous-groupes. Par contre, lorsque la CEA V5.1.2 est employée, le taux d'absorption de l'U238 est dégradé. Une étude de perturbation sous APOLLO2 (Perruchot-Triboulet, 1996) a permis de mettre en exergue le problème. Il provient des actinides non autoprotégés. La solution trouvée est de mettre à jour les recommandations en choisissant d'autoprotéger tous les actinides (écart de -150 *pcm* pour les sous-groupes).

Dans cette section, les différents paramètres nécessaires à l'exécution d'un calcul de type SHEM-MOC ont été validés. Le but est d'offrir un calcul optimisé afin d'éviter certains biais inhérents à la validation notamment pour la méthode des sous-groupes et du linéaire surfacique.

Ci-dessous, un résumé des paramètres considérés :

- Maillage géométrique : Raffiné (Moulin à Vent + quadrants) ;

- Terme source dans le MOC : modélisation spatiale linéaire ;
- Paramètres de traçage du MOC : $\varphi = 30$ et $\Psi = 3$;
- Découpage énergétique : SHEM à 361 groupes ;
- Bibliothèque de données nucléaires pour APOLLO2 : CEA V5.1.2 avec la même coupure énergétique que TRIPOLI4.

CHAPITRE 5

VALIDATION À TEMPS 0

Différentes options de calcul sont étudiées lors de ce projet, mais c'est surtout la méthode d'autoprotection ainsi que le découpage énergétique qui nous intéressent. Le but étant de vérifier que la méthode des sous-groupes avec un maillage énergétique SHEM offre de meilleurs résultats qu'une autoprotection classique avec la méthode des taux effectifs.

En plus de cela, la modélisation de la loi de choc ainsi que la représentation spatiale du terme source dans le calcul MOC sont étudiées.

Lorsque ces différents éléments sont validés, un compromis entre précision et temps d'exécution est présenté.

La configuration jugée la plus précise dans ce projet est la suivante :

- Autoprotection des résonances par la méthode des sous-groupes ;
- Maillage géométrique Raffiné ;
- Représentation spatiale linéaire du terme source dans le MOC ;
- Correction de l'anisotropie de la loi de choc en développement de polynômes de Legendre à l'ordre 3 ;
- Découpage énergétique SHEM361 combiné à une bibliothèque de type CEA V5.1.2 (coupure thermique à 4,86 eV).

D'autres configurations ont été étudiées durant ce projet, mais ne sont pas présentées dans ce mémoire pour des raisons de concisions. Néanmoins, un résumé des k_{eff} ainsi que des temps d'exécution est disponible en annexe B.

5.1 Validation de l'autoprotection par la méthode des sous-groupes

Pour cette première étude concernant APOLLO2, la méthode des sous-groupes développée par Mireille Coste-Delclaux est comparée à une configuration employant la méthode Sanchez-Coste.

Tableau 5.1 Temps d'exécution par rapport à la méthode d'autoprotection.

	UOX	MOX	UO ₂ Gd ₂ O ₃
Sanchez-Coste	1384 s	1034 s	1269 s
Sous-groupes	1773 s	1292 s	1428 s
Écart relatif (SC ref)	28 %	25 %	12,50 %

Comme le montre le tableau 5.1, la méthode des sous-groupes est plus chronophage que la Sanchez-Coste. L'une des principales raisons est liée au choix du découpage énergétique. La méthode basée sur les tables de probabilité utilise plus de groupes que la deuxième. D'où l'augmentation du temps de calcul qui se retrouve à chaque étape du schéma de calcul. Il est intéressant de noter que pour l'UOX gadoliné, l'écart de temps est réduit. On peut supposer des difficultés de convergence pour la méthode Sanchez-Coste.

5.1.1 UOX

En observant le bilan macroscopique (tableau 5.2), on observe que la méthode d'autoprotection des taux effectifs est moins bonne que celle des sous-groupes. Le facteur anti-trappe p présente une sous-estimation de $-157 pcm$ pour la technique Sanchez-Coste alors que pour l'autre méthode, elle est de $-109 pcm$.

Tableau 5.2 Formule des six facteurs pour la méthode d'autoprotection - UOX.

Type d'autoprotection	$\delta\chi$	$\delta\epsilon_{pair}$	$\delta\epsilon_{impair}$	δp	δf	$\delta\eta$	δk_{eff}
Sanchez-Coste	7	-8	2	-157	-7	9	-154
Sous-groupes	7	-12	9	-109	-6	7	-104

Le tableau 5.3 présente les résultats pour le taux d'absorption de l'Uranium 238. La méthode des sous-groupes offre un meilleur calcul des groupes 3 et 5. Le premier englobe la première résonance de l'O16 à $494 keV$ ainsi que le seuil inélastique de l'U238 ($45 keV$). Pour le deuxième groupe, il y a un recouvrement de résonances entre le Zr91 ($291 eV$) et l'Uranium 238 ($292 eV$). Par ailleurs, quelle que soit la méthode d'autoprotection, on retrouve des écarts significatifs dans les groupes 7 et 8 qui contiennent les résonances de l'U238 à $20,9 eV$ et $36,7 eV$.

D'une manière générale, l'étude du taux d'absorption de l'Uranium 235 apporte peu d'informations. C'est surtout l'Uranium 238 qui est l'isotope absorbant le plus répandu dans la configuration qui importe. Le tableau 5.4 présente tout de même des informations intéres-

Tableau 5.3 Taux d'absorption de l'U238 pour la méthode d'autoprotection - UOX.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		S-C/281 gr.		SSG/361 gr.	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	1,87E-02	2,57E-03	-1	-13	-1	-13
2	2,23 MeV	1,63E-02	1,89E-03	0	-8	0	-8
3	494 keV	1,63E-02	1,46E-03	-1	-11	0	0
4	11,1 keV	2,72E-02	2,79E-03	0	7	0	4
5	748 eV	4,27E-02	4,56E-03	1	36	0	-15
6	76,3 eV	9,80E-03	1,16E-02	0	-4	1	6
7	39,7 eV	2,02E-02	8,46E-03	2	40	2	35
8	22,5 eV	2,25E-02	9,22E-03	1	30	1	32
9	19 eV	5,31E-03	3,82E-03	-1	-4	-1	-3
10	7,6 eV	4,32E-02	6,49E-03	0	-6	0	-3
11	4 eV	7,02E-03	2,31E-03	-1	-5	-1	-5
12	0,625 eV	9,62E-03	2,42E-03	0	-2	0	-1
13	190 meV	4,19E-02	2,08E-03	0	-14	0	-12
<i>Total</i>					46		15

Tableau 5.4 Taux d'absorption de l'U235 pour l'autoprotection - UOX.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4I		S-C/281 gr.		SSG/361 gr.	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	1,65E-03	2,53E-03	-1	-1	-1	-1
2	2,23 MeV	3,57E-03	1,53E-03	0	-1	0	-1
3	494 keV	5,97E-03	1,29E-03	0	0	0	0
4	11,1 keV	8,97E-03	1,83E-03	0	3	0	2
5	748 eV	2,27E-02	2,16E-03	0	-5	0	-4
6	76,3 eV	1,25E-02	4,08E-03	0	-4	0	-1
7	39,7 eV	1,32E-02	4,90E-03	-1	-11	0	0
8	22,5 eV	3,84E-03	1,33E-02	0	0	0	0
9	19 eV	2,30E-02	4,56E-03	0	7	0	8
10	7,6 eV	5,90E-03	5,76E-03	-2	-9	-1	-9
11	4 eV	2,68E-02	2,64E-03	-1	-16	-1	-14
12	0,625 eV	8,98E-02	2,50E-03	0	-15	0	-10
13	190 meV	4,08E-01	2,10E-03	0	-111	0	-87
<i>Total</i>					-164		-116

santes.

Le groupe 7 qui contient la résonance de l'U238 à 36,7 eV est très bien calculé par la méthode des sous-groupes. Par contre, on retrouve une sous-absorption significative en absolu (non en relatif) qui concerne les deux méthodes d'autoprotection pour le groupe thermique 13 de l'Uranium 235. Cet effet est récurrent et compense la sur-absorption de l'U238 lors du ralentissement neutronique.

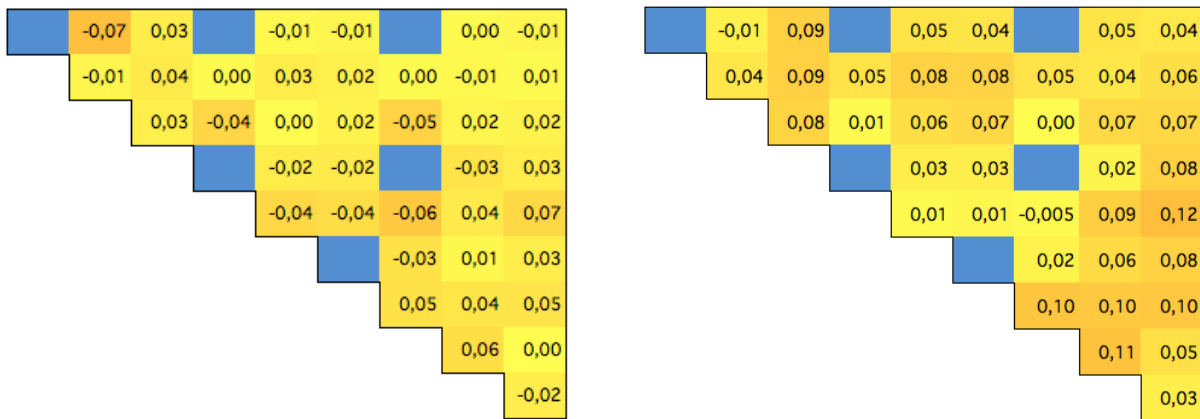
La figure 5.1 présente la différence par rapport à TRIPOLI4 de la nappe du taux de fission normalisée. La différence est évaluée de la façon suivante :

$$\Delta = \frac{\tau_{AP2} - \tau_{T4}}{\tau_{T4}} \cdot 100 \quad (5.1)$$

La normalisation choisie correspond à :

$$\tilde{\tau} = \tau_{origine} \cdot \frac{\text{Nombre de crayons dans un assemblage}}{\sum \tau_{origine}} \quad (5.2)$$

Cela est repris pour toutes les études de nappe du taux de fission. Les erreurs stochastiques associées peuvent être retrouvées en annexe C. De manière générale, les erreurs par rapport au code stochastique sont faibles. Néanmoins, les cellules présentant des écarts situées près des trous d'eau caractérisent l'effet Dancoff. Par ailleurs, la méthode des sous-groupes est légèrement moins bonne que le Sanchez-Coste mais l'erreur reste relativement faible.



(a) Sanchez-Coste.

(b) Sous-groupes.

Figure 5.1 Nappe de la différence du taux de fission normalisée en %.

5.1.2 UOX avec profil de température

Comme présentée dans la revue de littérature, l'utilisation de la méthode des sous-groupes permet de modéliser aisément un profil de température au sein du combustible. N'étant pas encore effective dans APOLLO2, elle est brièvement validée pour DRAGON5 ici. Le cas choisi est une cellule d'UOX découpée en six anneaux occupant en partant du centre, 40 %, 30 %, 10 %, 10 %, 5 % et 5 % du volume du crayon. Les températures choisies sont respectivement 974 K, 924 K, 874 K, 774 K et 624 K.

D'un point de vue macroscopique, les résultats semblent satisfaisants avec un écart de $-61 pcm$ entre DRAGON5 ($k_{eff}(D5) = 1,306755$) et TRIPOLI4 ($k_{eff}(T4) = 1,307798$).

Pour l'étude macroscopique, on ne présente que les écarts absolus et non relatifs. TRIPOLI4 et APOLLO2 utilisent des bibliothèques produites par le CEA. On peut donc penser qu'une certaine harmonisation est faite au niveau des options lors du processing de ces dernières afin de réduire certains écarts telles que les évaluations de l'Américium 241 et du Neptunium 237. Or ce n'est pas le cas pour DRAGON5. Il semblerait qu'il y ait des différences entre la DRAGLIB obtenue à l'IGN (Hébert, 2014a) et bibliothèque CEA. En absolu, il n'y a pas d'écarts, mais en relatif, pour des taux de réaction très faibles, des écarts relatifs importants apparaissent.

Comme le montre le tableau 5.5, les résultats sont encourageants. Les deux écarts notables sont les groupes 12/13 pour l'U235 et le groupe rapide 1 de l'Uranium 238. Pour les groupes thermiques, ils se compensent entre eux, ce qui au final n'a que peu d'effet sur le coefficient de multiplication effectif. Par contre, pour le groupe rapide de l'Uranium 238, l'écart n'est pas négligeable et engendre une sous-absorption de $-36 pcm$ de la part de DRAGON5. Cet écart se retrouve sur toutes les simulations DRAGON5. Il conviendrait d'effectuer des études plus fines : groupes plus fins et observations par réactions.

Cette première étude de l'utilisation d'un profil de température est encourageante et montre qu'il est possible d'obtenir des résultats satisfaisants en remplaçant la température effective par un profil de température.

Tableau 5.5 Taux d'absorption pour une cellule UOX avec profil de température.

Groupes	Borne sup.	U234	U235	U238	H1	O16	B10	B11
		Δa	Δa	Δa	Δa	Δa	Δa	Δa
1	19,6 MeV	0	-3	-36	0	2	0	0
2	2,23 MeV	0	-6	-28	0	0	0	0
3	494 keV	0	-1	-4	0	0	0	0
4	11,1 keV	0	3	13	0	0	0	0
5	748 eV	0	14	3	0	0	0	0
6	76,3 eV	0	6	-7	0	0	0	0
7	39,7 eV	0	16	-12	0	0	0	0
8	22,6 eV	0	-1	18	0	0	0	0
9	19 eV	0	5	0	0	0	0	0
10	7,6 eV	1	-2	-5	-1	0	-1	0
11	4 eV	0	-12	-5	-2	0	-2	0
12	0,625 eV	0	-109	-11	-6	0	-7	0
13	190 meV	0	122	10	0	0	1	0
<i>Total</i>		1	31	-64	-8	2	-9	0

5.1.3 MOX

L'autoprotection des résonances pour du combustible MOX est plus complexe que le cas UOX. En plus des actinides majeurs que sont l'U238, l'U235 et l'U234, d'autres actinides sont présents. Pour l'étude, du Plutonium 238, Plutonium 239, Plutonium 240, Plutonium 241, Plutonium 242, de l'Américium 241 et du Neptunium 237 sont présents. Il est donc nécessaire d'autoprotéger plus d'isotopes tout en ayant conscience qu'il y a des recouvrements de résonances.

Pour ces noyaux, comme le montre l'étude de la formule des six facteurs, les résultats sont moins bons au niveau du facteur anti-trappe par rapport au cas UOX (tableau 5.6).

Par ailleurs, il est intéressant de noter que le facteur ϵ_{impair} présente un écart par rapport à TRIPOLI4 avec la méthode des sous-groupes. Il représente la fission des actinides impairs dans le domaine rapide.

Tableau 5.6 Formule des six facteurs pour la méthode d'autoprotection - MOX.

Type d'autoprotection	$\delta\chi$	$\delta\epsilon_{pair}$	$\delta\epsilon_{impair}$	δp	δf	$\delta\eta$	δk_{eff}
Sanchez-Coste	63	-21	47	-202	-21	21	-113
Sous-groupes	63	-24	80	-215	-21	21	-96

En observant les taux d'absorption de l'Uranium 238 (tableau 5.7), on note que les biais dûs à l'autoprotection ne sont pas négligeables. Tout d'abord, le groupe 3 qui contient la première résonance de l'O16 ainsi que le seuil inélastique de l'U238 est mieux calculé avec les sous-groupes. D'autres groupes ont des écarts réduits, notamment le groupe 7 qui encadre une résonance de l'U238 à $36,7 eV$. Mais il regroupe aussi une résonance du Pu240 ($38,8 eV$) et donc influe sur la protection mutuelle.

Le groupe 5 est aussi particulièrement intéressant. Il encadre la résonance du Zr91 à $291 eV$ ainsi que les résonances de l'U238 ($102 eV$, $117 eV$, $189 eV$ et $292 eV$). Il y a donc un phénomène de protection mutuelle uniquement pour les deux résonances à $291 eV$ et $292 eV$. La méthode des sous-groupes ne fait pas d'autoprotection mutuelle et présente tout de même de meilleurs résultats que la méthode Sanchez-Coste. Une des explications est l'utilisation du maillage SHEM361 qui décrit correctement cette région de recouvrement.

À noter que le groupe 6 encadrant la résonance de l'U238 à $66 eV$ est moins bien calculé avec la méthode des sous-groupes. C'est le seul écart notable.

Tableau 5.7 Taux d'absorption de l'U238 pour l'autoprotection - MOX.

		TRIPOLI4		Sanchez-Coste		Sous-groupes	
Groupe	Borne sup.	Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	$2,00E-02$	$8,48E-05$	-1	-16	-1	-16
2	2,23 MeV	$1,65E-02$	$5,44E-05$	0	-8	0	-8
3	494 keV	$1,67E-02$	$4,66E-05$	-1	-12	0	-1
4	11,1 keV	$2,76E-02$	$0,0001582$	0	6	0	3
5	748 eV	$4,26E-02$	$0,0004119$	1	22	-1	-31
6	76,3 eV	$9,13E-03$	$0,0002311$	0	-2	2	21
7	39,7 eV	$1,96E-02$	$0,0003567$	2	38	1	24
8	22,5 eV	$2,12E-02$	$4,30E-04$	1	31	1	30
9	19 eV	$4,72E-03$	$3,75E-05$	-1	-5	-1	-5
10	7,6 eV	$4,04E-02$	$5,81E-04$	0	-11	0	-12
11	4 eV	$4,87E-03$	$2,59E-05$	-1	-4	-1	-5
12	0,625 eV	$2,44E-03$	$1,76E-05$	-1	-2	-1	-2
13	190 meV	$9,22E-03$	$6,41E-05$	0	-2	0	-2
		<i>Total</i>			34		-2

L'Uranium 235 n'est pas présenté car l'impact de l'autoprotection est limité sur cet isotope. Par contre, deux autres actinides sont intéressants : le Plutonium 239 (tableau 5.8) et le Plutonium 240 (tableau 5.9). Le premier présente des améliorations significatives avec la

méthode des sous-groupes dans les groupes 5 et 6. Le groupe 5 qui correspond au recouvrement des résonances du Zirconium 91 et de l'Uranium 238 a un écart nul par rapport à la référence avec les sous-groupes. De même que le groupe 6 qui encadre la résonance de l'U238 à 66 eV ainsi que la protection mutuelle avec le Plutonium 240 et le Plutonium 239. Le gain est de 2 %. Ce qui est remarquable, c'est que pour la méthode de Sanchez-Coste, on observe une sous-absorption alors que pour les sous-groupes, ce sont des sur-absorptions. La méthode des sous-groupes est moins précise pour le groupe 7 à 36,7 eV avec un écart de 8 %.

Tableau 5.8 Taux d'absorption du Pu239 pour l'autoprotection - MOX.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		Sanchez-Coste		Sous-groupes	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	<i>2,55E-03</i>	<i>9,99E-06</i>	-1	-2	-1	-2
2	2,23 MeV	<i>4,91E-03</i>	<i>1,22E-05</i>	0	-2	0	-2
3	494 keV	<i>5,27E-03</i>	<i>1,14E-05</i>	0	-1	0	-1
4	11,1 keV	<i>6,84E-03</i>	<i>2,52E-05</i>	0	3	1	7
5	748 eV	<i>2,35E-02</i>	<i>0,0001281</i>	-1	-15	0	5
6	76,3 eV	<i>1,72E-02</i>	<i>0,0001785</i>	-1	-23	0	4
7	39,7 eV	<i>3,10E-03</i>	<i>5,55E-05</i>	-2	-5	8	25
8	22,5 eV	<i>3,14E-03</i>	<i>9,20E-05</i>	1	3	1	2
9	19 eV	<i>3,43E-02</i>	<i>3,23E-04</i>	1	25	1	24
10	7,6 eV	<i>1,83E-03</i>	<i>1,93E-05</i>	-1	-2	-1	-2
11	4 eV	<i>1,17E-02</i>	<i>7,03E-05</i>	-1	-10	-1	-10
12	0,625 eV	<i>1,58E-01</i>	<i>1,11E-03</i>	0	-5	0	-10
13	190 meV	<i>1,82E-01</i>	<i>1,07E-03</i>	0	-91	-1	-97
<i>Total</i>					-124		-56

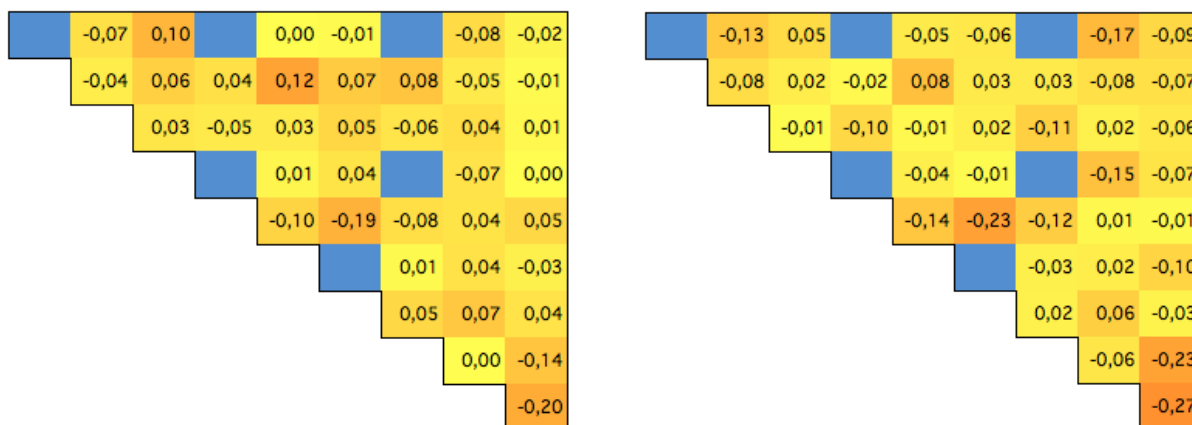
Au niveau du Plutonium 240, on note que la méthode des sous-groupes est plus efficace. Tout particulièrement dans le groupe 7. Cela est dû à la compensation des sur-absorptions observées dans l'Uranium 238 et le Plutonium 239. À noter que dans ce groupe-là, le calcul est meilleur alors que la méthode des sous-groupes n'effectue aucune protection des mélanges (résonances du Pu240 et de l'U238).

En observant les résultats des écarts du taux de fission normalisée, certains écarts, faibles, se distinguent. Tout d'abord, les cellules les moins bien calculées se retrouvent de nouveau à proximité des trous d'eau. Par ailleurs, la cellule dans le coin, qui reçoit le plus de neutrons thermalisés, produit donc plus de fission. Elle présente le plus grand écart par rapport à TRIPOLI4.

Tableau 5.9 Taux d'absorption du Pu240 pour l'autoprotection - MOX.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		Sanchez-Coste		Sous-groupes	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	1,05E-03	4,14E-06	-1	-1	-1	-1
2	2,23 MeV	1,67E-03	4,31E-06	0	-1	0	-1
3	494 keV	6,64E-04	1,49E-06	0	0	0	0
4	11,1 keV	1,14E-03	7,40E-06	2	2	2	2
5	748 eV	4,55E-03	5,27E-05	-2	-10	-2	-11
6	76,3 eV	4,18E-03	9,10E-05	-1	-6	1	5
7	39,7 eV	2,54E-03	8,19E-05	-5	-13	1	2
8	22,5 eV	1,42E-03	5,00E-05	-1	-2	-1	-2
9	19 eV	4,28E-05	2,65E-07	-1	0	-1	0
10	7,6 eV	9,44E-05	7,72E-07	-1	0	-1	0
11	4 eV	9,82E-02	8,74E-04	0	-8	0	-11
12	0,625 eV	1,13E-02	8,03E-05	-1	-10	-1	-10
13	190 meV	1,87E-02	1,12E-04	0	-6	0	-7
<i>Total</i>					-54		-34

Concernant la comparaison entre la méthode Sanchez-Coste et celle des sous-groupes, les résultats se retrouvent légèrement moins bons avec les sous-groupes. Mais l'écart n'est pas très significatif.



(a) Sanchez-Coste.

(b) Sous-groupes.

Figure 5.2 Nappe de la différence du taux de fission normalisée - MOX.

5.1.4 Autoprotection des mélanges pour Sanchez-Coste

Dans les cas UOX et MOX observés, la méthode des sous-groupes semble plus efficace que l'autoprotection Sanchez-Coste. L'un des avantages indéniables est la prise en compte des effets de protection mutuelle. Pour la deuxième technique, il est nécessaire d'effectuer une autoprotection des mélanges. La question légitime est de se demander si cela améliore réellement les résultats.

Le tableau 5.10 présente le taux d'absorption de l'Uranium 238 dans le cas Sanchez-Coste avec et sans l'autoprotection des mélanges.

Tableau 5.10 Taux d'absorption de l'U238 pour le mélange avec S-C - MOX.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		Sans mélanges		Mélanges	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	<i>2,00E-02</i>	<i>8,48E-05</i>	-1	-16	-1	-16
2	2,23 MeV	<i>1,65E-02</i>	<i>5,44E-05</i>	0	-8	0	-8
3	494 keV	<i>1,67E-02</i>	<i>4,66E-05</i>	-1	-12	-1	-12
4	11,1 keV	<i>2,76E-02</i>	<i>1,58E-04</i>	0	6	0	6
5	748 eV	<i>4,26E-02</i>	<i>4,11E-04</i>	1	33	1	22
6	76,3 eV	<i>9,13E-03</i>	<i>2,31E-04</i>	3	27	0	-2
7	39,7 eV	<i>1,96E-02</i>	<i>3,56E-04</i>	4	88	2	38
8	22,5 eV	<i>2,12E-02</i>	<i>4,30E-04</i>	1	21	1	31
9	19 eV	<i>4,72E-03</i>	<i>3,75E-05</i>	-1	-7	-1	-5
10	7,6 eV	<i>4,04E-02</i>	<i>5,81E-04</i>	-1	-29	0	-11
11	4 eV	<i>4,87E-03</i>	<i>2,59E-05</i>	-1	-7	-1	-4
12	0,625 eV	<i>2,44E-03</i>	<i>1,76E-05</i>	-1	-3	-1	-2
13	190 meV	<i>9,22E-03</i>	<i>6,41E-05</i>	-1	-6	0	-2
		<i>Total</i>			85		34

Comme le montre le tableau 5.10, l'autoprotection des mélanges est recommandée. Les améliorations sont situées dans les groupes 5, 6, 7 et 10. Ils encadrent tous des protections mutuelles sauf le groupe 10. Le groupe 6 correspond au recouvrement des isotopes U238, Pu240 et Pu239 autour de 66 eV . On retrouve une protection mutuelle de l'U238 et du Pu240 à environ 37 eV . Par contre, pour la première résonance de l'U238 à $6,67\text{ eV}$, l'amélioration est une conséquence des groupes où il y a un traitement du recouvrement.

Par conséquent, l'utilisation de l'autoprotection des mélanges est nécessaire pour la méthode d'autoprotection basée sur le formalisme Sanchez-Coste.

5.1.5 MOX vidangé

Après avoir validé la méthode des sous-groupes pour des conditions nominales, il faut à présent valider son comportement dans des cas extrêmes. L'un de ceux-là est le durcissement du flux neutronique. Si le caloporteur est vidangé, les neutrons se verront moins thermalisés et un décalage du flux vers les groupes rapides sera observé. Afin d'étudier cet effet, trois cas sont observés : taux de vide de 40 %, 80 % et 100 %.

Taux de vidange à 40 %

Tableau 5.11 Taux d'absorptions U238 et Pu239 avec vidange à 40 % - MOX.

		U238				Pu239			
		S-C		SSG		S-C		SSG	
Groupe	Borne sup.	Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	-1	-21	-1	-21	-1	-3	-1	-3
2	2,23 MeV	-1	-12	-1	-12	-1	-4	-1	-4
3	494 keV	-1	-24	0	-3	0	-2	0	-2
4	11,1 keV	0	11	0	4	0	4	1	10
5	748 eV	1	51	-1	-46	4	140	0	5
6	76,3 eV	-1	-13	3	32	-9	-203	0	6
7	39,7 eV	3	83	1	28	6	26	8	35
8	22,5 eV	1	34	1	35	1	4	1	4
9	19 eV	-1	-7	-1	-7	1	37	1	36
10	7,6 eV	0	-14	0	-15	-1	-2	-1	-2
11	4 eV	-1	-6	-1	-7	-1	-14	-1	-14
12	0,625 eV	-1	-3	-1	-3	0	-42	0	-44
13	190 meV	0	-1	0	-1	-1	-69	-1	-70
<i>Total</i>		78		-16		-128		-43	

Dès une vidange de 40 % (tableau 5.11), de nettes différences s'observent. Les groupes 6 et 7 qui encadrent les résonances de l'U238 à 36,7 eV et 66 eV sont nettement mieux calculés avec la méthode des sous-groupes. Il est intéressant d'observer le groupe 5 où il y a le recouvrement de résonances du Zr91 et de l'U238. En effet, les écarts sont opposés avec une sous-absorption pour le Sanchez-Coste et une sur-absorption pour la méthode des sous-groupes.

Quant au Plutonium 239, la méthode basée sur le formalisme Sanchez-Coste a des difficultés dans les groupes 5 et 6 (résonance de l'U238 à 66 eV). Des compensations s'y opèrent, mais la méthode des sous-groupes est significativement meilleure.

Taux de vidange à 80 %

Plus le taux de vidange augmente, plus le flux neutronique durcit. Pour l'Uranium 238 (tableau 5.12), les écarts entre la méthode des sous-groupes et Sanchez-Coste s'intensifient dans les groupes d'énergie élevée. On note un mauvais calcul de la résonance de l'Oxygène 16 (434 keV) du groupe 3 par le Sanchez-Coste. De même que les groupes 4 et 5 qui correspondent au recouvrement de résonances entre le Zr91 (291 eV) et l'U238 (292 eV). Par ailleurs, la méthode des sous-groupes est très satisfaisante pour le calcul de la troisième résonance de l'U238 (36,7 eV) située dans le groupe 6.

Pour le Plutonium 239 (tableau 5.12), les résultats sont aussi très satisfaisants pour la méthode des sous-groupes avec la correction des écarts observés dans le Sanchez-Coste pour les groupes 5 (Zr91/U238) et 6 (U238).

Tableau 5.12 Taux d'absorption U238 et Pu239 avec vidange à 80 % - MOX.

		U238				Pu239			
Groupe	Borne sup.	S-C		SSG		S-C		SSG	
		Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	-1	-30	-1	-30	-1	-4	-1	-4
2	2,23 MeV	0	-12	0	-12	0	-4	0	-4
3	494 keV	-1	-84	0	-12	0	-8	0	-9
4	11,1 keV	1	46	0	18	0	7	1	17
5	748 eV	2	159	-1	-80	3	175	0	5
6	76,3 eV	0	1	3	53	-9	-322	0	7
7	39,7 eV	4	119	1	25	7	42	9	53
8	22,5 eV	1	23	0	-2	2	10	-6	-30
9	19 eV	-2	-12	1	6	1	43	1	63
10	7,6 eV	-1	-27	-1	-32	-1	-3	-8	-19
11	4 eV	-2	-11	-2	-10	-2	-20	-2	-19
12	0,625 eV	-2	-2	-2	-2	-1	-65	-1	-60
13	190 meV	0	-1	0	0	-1	-29	-1	-27
<i>Total</i>			170		-79		-179		-26

Taux de vidange à 100 %

Un taux de vide de 100 % signifie qu'il n'y a plus de modérateur, donc aucun ralentissement ne s'opère. Ce phénomène s'observe très nettement dans le tableau 5.13 où les écarts en absolu sont nuls dans les groupes à basse énergie. Par contre, à cause du durcissement du flux neutronique, de la capture s'opère dans les premiers groupes. Les groupes 3 et 5 sont

toujours aussi bien calculés pour la méthode des sous-groupes. Du fait de l'écart très élevé du taux d'absorption dans le groupe 3, on peut se demander si le maillage à 281 groupes encadre suffisamment bien la résonance de l'O16 à 434 keV.

À noter que pour le Plutonium 239, les écarts par rapport à TRIPOLI4 sont plus importants avec la méthode des sous-groupes qu'avec le Sanchez-Coste dans les groupes 3 et 4. Néanmoins, l'écart en relatif est faible et le groupe 5 (recouvrement Zr91/U238) compense significativement cet écart total.

Pour les groupes 6 à 12, nous observons un écart relatif important comparé à la différence en absolue qui est très faible. Cela montre qu'il y a très peu de neutrons ayant une énergie inférieure à 76,3 eV car ils ont été absorbés dans les groupes d'énergie plus élevés.

Tableau 5.13 Taux d'absorption U238 et Pu239 avec vidange à 100 % - MOX.

		U238				Pu239			
Groupe	Borne sup.	S-C		SSG		S-C		SSG	
		Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	-1	-45	-1	-44	-1	-5	-1	-5
2	2,23 MeV	1	66	1	69	1	35	2	37
3	494 keV	-1	-502	0	-32	0	10	0	-40
4	11,1 keV	0	78	-1	-127	-1	-35	-2	-71
5	748 eV	6	66	-2	-28	4	27	0	0
6	76,3 eV	28	2	-12	-1	-5	-1	-20	-2
7	39,7 eV	28	1	-44	-1	31	0	-56	0
8	22,5 eV	18	0	-68	-1	27	0	-67	0
9	19 eV	6	0	-80	0	9	0	-81	-1
10	7,6 eV	6	0	-84	0	0	0	-85	0
11	4 eV	-2	0	-79	0	0	0	-78	0
12	0,625 eV	16	0	-70	0	18	0	-63	0
13	190 meV	-1	0	-5	0	-1	0	-4	0
<i>Total</i>			-334		-165		32		-83

Dans un cas particulier avec un taux de vide permettant de se rapprocher d'une configuration de type RNR, la méthode des sous-groupes est meilleure. Deux détails ressortent du cas avec le Sanchez-Coste. Tout d'abord, la première résonance de l'Oxygène 16 est mal calculée. L'une des raisons est que le maillage à 281 groupes ne décrit pas correctement cette résonance. L'autre raison est aussi le fait que la méthode basée sur le formalisme Sanchez-Coste n'autoprotège pas dans les groupes rapides. Il est nécessaire de corriger la procédure gibiane (langage de rédaction des jeux de données APOLLO2) afin de recalculer les résultats

avec les groupes rapides autoprotégés. Mais même sans cela, la méthode des sous-groupes est préférable pour modéliser une perte de caloporteur.

Lors de l'élaboration du SHEM, Hfaiedh (2006) s'est fixé une précision cible de 300 pcm pour les cas REP vidangé. Or avec la méthode des sous-groupes combinée au SHEM361, les écarts sont significativement inférieurs.

5.1.6 MOX soumis à très haute température

Cette partie a pour but de montrer que même lors d'excursions dans les régions où les températures avoisinent la fusion du combustible, le modèle est toujours valide. Plus la température est élevée, plus l'effet Doppler élargit les résonances des différents isotopes. Cela crée donc des recouvrements de résonances non présents à température nominale. De plus, le maillage énergétique SHEM a été optimisé pour une température de 300 K, et des écarts pourraient apparaître à cause de ce choix.

Les modèles portent sur le MOX du fait des différents actinides présents au sein du combustible, ce qui met en exergue les écarts.

N'ayant pas de sens physique, les températures choisies sont les plus élevées disponibles dans les bibliothèques discrètes de TRIPOLI4. La configuration est donc la suivante :

- Combustible, gaines, tubes guides, vide : 2274 K ;
- Modérateur : 574 K.

L'étude de la formule des six facteurs (tableau 5.14) montre un facteur anti-trappe p très élevé. Donc l'augmentation de température influe surtout sur la partie autoprotection des résonances du calcul. Cela se retrouve dans les deux cas.

Tableau 5.14 Formule des six facteurs - MOX haute température.

Type d'autoprotection	$\delta\chi$	$\delta\epsilon_{pair}$	$\delta\epsilon_{impair}$	δp	δf	$\delta\eta$	δk_{eff}
Sanchez-Coste	65	-2	39	-452	-30	45	-335
Sous-groupes	65	-8	84	-432	-30	45	-277

Une excursion dans les très hautes températures n'est pas sans effet sur le ralentissement neutronique comme le montre le tableau 5.15 pour l'U238. Dans la partie non autoprotégée, les résultats sont satisfaisants avec des écarts inférieurs à 1 %.

Par contre dans les énergies supérieures, le constat est différent. Les tables de probabilité prennent très bien en compte cette dilatation des résonances, quel que soit l'isotope. Tout d'abord, le groupe 3 qui contient la première résonance de l'Oxygène 16 à 434 keV présente une sous-absorption avec le Sanchez-Coste.

C'est surtout dans les groupes 5 et 7 qui contiennent respectivement le recouvrement de résonances Zr91 (292 eV)/U238 (102 eV, 117 eV et 189 eV) et la troisième résonance de l'U238 (36,7 eV) que la méthode des sous-groupes résiste. Notamment dans le groupe 7, la méthode Sanchez-Coste présente une sur-absorption élevée de près de 6 % (117 pcm), alors que la méthode des sous-groupes offre un écart de 3 % (64 pcm). Pour le groupe 5, la méthode basée sur le formalisme Sanchez-Coste subit une sur-absorption de 45 pcm alors que l'autre technique sous-absorbe de 22 pcm. Néanmoins, le groupe 6 qui encadre la quatrième résonance de l'U238 à 66 eV est mal calculée par les sous-groupes (sur-absorption de 5 %). Mais ce comportement a déjà été observé à plusieurs reprises dans les études du MOX. Les groupes présentant le plus d'écarts sont ceux ayant des recouvrements de résonances entre l'U238 et les différents isotopes du Plutonium.

Tableau 5.15 Taux d'absorption de l'U238 avec le MOX haute température.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		Sanchez-Coste		Sous-groupes	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	0,02001	0,026	-1	-17	-1	-17
2	2,23 MeV	0,016545	0,021	0	-8	0	-8
3	494 keV	0,016744	0,019	-1	-13	0	-1
4	11,1 keV	0,030276	0,036	0	3	0	0
5	748 eV	0,051279	0,062	1	45	0	-22
6	76,3 eV	0,010768	0,178	1	16	5	54
7	39,7 eV	0,020395	0,132	6	117	3	64
8	22,5 eV	0,02001	0,144	3	59	2	58
9	19 eV	0,023474	0,055	-1	-6	-1	-6
10	7,6 eV	0,004614	0,104	0	0	0	0
11	4 eV	0,043147	0,037	-1	-6	-1	-6
12	0,625 eV	0,004613	0,047	-1	-2	-1	-2
13	190 meV	0,002316	0,046	0	0	0	0
	<i>Total</i>				188		114

5.1.7 UO₂Gd₂O₃

Le dernier combustible considéré dans l'étude est l'UOX gadoliné. Ne possédant pas d'actinides mineurs dans sa composition initiale, la seule différence par rapport à l'UOX est la

présence des isotopes de Gadolinium.

Malgré un léger décrochage du facteur ϵ_{pair} qui caractérise la fission des actinides pairs dans le domaine rapide (tableau 5.16), la méthode des sous-groupes est plus avantageuse avec un meilleur calcul du facteur anti-trappe. L'écart par rapport au code de référence TRIPOLI4 passe de $-200 pcm$ à $-125 pcm$ pour le facteur de multiplication.

Tableau 5.16 Formule des six facteurs pour l'autoprotection - $UO_2Gd_2O_3$.

Type d'autoprotection	$\delta\chi$	$\delta\epsilon_{pair}$	$\delta\epsilon_{impair}$	δp	δf	$\delta\eta$	δk_{eff}
Sanchez-Coste	80	-6	21	-240	-42	-15	-200
Sous-groupes	80	-12	19	-152	-42	-18	-125

De même, l'observation du taux d'absorption de l'U238 dans le tableau 5.17 présente de meilleurs résultats avec la méthode des sous-groupes. Tout d'abord, la sous-absorption observée dans le groupe 3 caractérisant la première résonance de l'O16 à $434 keV$ avec la méthode Sanchez-Coste est totalement résorbée.

Tableau 5.17 Taux d'absorption de l'U238 pour l'autoprotection - $UO_2Gd_2O_3$.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		Sanchez-Coste	Sous-groupes		
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	<i>1,86E-02</i>	<i>0,0091</i>	-1	-13	-1	-13
2	2,23 MeV	<i>1,63E-02</i>	<i>0,0071</i>	0	-8	0	-8
3	494 keV	<i>1,63E-02</i>	<i>0,0067</i>	-1	-11	0	0
4	11,1 keV	<i>2,71E-02</i>	<i>0,015</i>	0	6	0	4
5	748 eV	<i>4,25E-02</i>	<i>0,028</i>	1	36	0	-11
6	76,3 eV	<i>9,77E-03</i>	<i>0,073</i>	-2	-17	1	6
7	39,7 eV	<i>2,01E-02</i>	<i>0,052</i>	3	62	2	35
8	22,5 eV	<i>2,23E-02</i>	<i>0,059</i>	1	30	1	32
9	19 eV	<i>5,28E-03</i>	<i>0,020</i>	-1	-4	-1	-3
10	7,6 eV	<i>4,30E-02</i>	<i>0,041</i>	0	-2	0	1
11	4 eV	<i>6,92E-03</i>	<i>0,011</i>	-1	-4	-1	-4
12	0,625 eV	<i>8,91E-03</i>	<i>0,013</i>	0	-1	0	0
13	190 meV	<i>3,59E-02</i>	<i>0,012</i>	0	-16	0	-13
<i>Total</i>					59		26

De plus, pour les résonances de l'Uranium 238 à $66 eV$ (groupe 6) et $36,7 eV$ (groupe 7), la méthode des sous-groupes permet de réduire les écarts. À noter que pour celle à $66 eV$, le code

passé d'une sous-absorption à une sur-absorption. Pour ces trois groupes, des phénomènes de protection mutuelle ont lieu, mais sont bien calculés sans autoprotection des mélanges.

Les résultats encourageants observés pour l'Uranium 238 se confirment avec l'Uranium 235. Lorsque l'on étudie le tableau 5.18, on retrouve la sous-absorption significative pour cet isotope dans le groupe thermique. La méthode Sanchez-Coste présente des écarts significatifs dans les groupes 5 et 6. Le premier encadre le recouvrement des résonances du Zr91 (292 eV) et de l'U238 (102 eV, 117 eV et 189 eV). Le deuxième correspond à la quatrième résonance de l'Uranium 238 à 66 eV. Pour le groupe 5, l'écart est réduit à 0 % (réduction de la sur-absorption de 1 %). Le groupe 6 présente l'écart le plus marquant. La sous-absorption de 43 pcm est réduite à 1 pcm, ce qui corrige l'erreur de 4 %.

Tableau 5.18 Taux d'absorption de l'U235 pour l'autoprotection - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		Sanchez-Coste		Sous-groupes	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	1,60E-03	0,0090	-1	-1	-1	-1
2	2,23 MeV	3,45E-03	0,0059	0	-1	0	-1
3	494 keV	5,76E-03	0,0056	0	0	0	0
4	11,1 keV	8,64E-03	0,0090	0	3	0	2
5	748 eV	2,19E-02	0,0110	1	17	0	-4
6	76,3 eV	1,20E-02	0,0216	-4	-43	0	-1
7	39,7 eV	1,27E-02	0,0267	1	6	0	0
8	22,5 eV	3,70E-03	0,0777	0	0	0	0
9	19 eV	2,21E-02	0,0258	0	6	0	8
10	7,6 eV	5,66E-03	0,0317	-1	-5	-1	-4
11	4 eV	2,55E-02	0,0132	0	-11	0	-9
12	0,625 eV	8,12E-02	0,0129	0	-6	0	0
13	190 meV	3,48E-01	0,0116	0	-129	0	-104
<i>Total</i>					164		114

Les isotopes ne présentant pas d'écarts notables ne sont pas présentés ici. Par contre, le Gadolinium 156, le Gadolinium 158 et le Gadolinium 160 montrent dans certains groupes des signes indiquant un problème de calcul du flux. En effet, l'écart se retrouve quelque soit le modèle de simulation alors que tous les autres groupes sont très bien calculés.

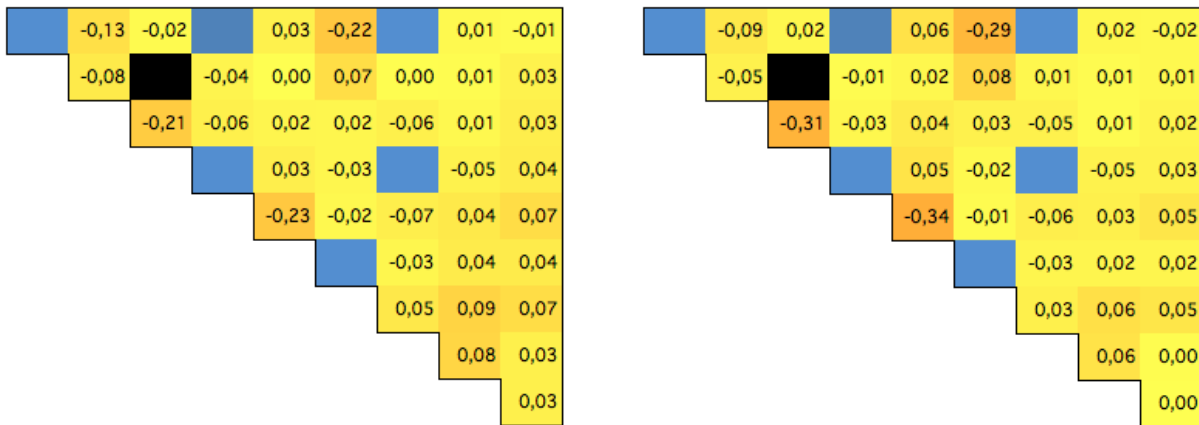
Voici les groupes concernés pour ces trois noyaux :

- Gadolinium 156 : Sous-absorption de 21 % (81 pcm) dans le groupe 7 qui encadre la troisième résonance de l'U238 (36,7 eV);

- Gadolinium 158 : Sur-absorption de 123 % (3 pcm) dans le groupe 7 également ;
- Gadolinium 160 : Sur-absorption de 15 % (1 pcm) dans le groupe 5 où l'on retrouve trois résonances de l'U238 (102eV, 117eV et 189eV) ainsi qu'une résonance du Zr91 (292eV).

La figure 5.3 représente la différence du taux de fission normalisée pour l'UOX gadoliné. À noter que la cellule à l'emplacement (3,2) est noire. Dû à une erreur lors du post traitement des taux de réaction, le résultat obtenu est aberrant mais n'affecte pas les cellules environnantes. Il a donc été décidé de la supprimer de la normalisation afin d'éviter d'avoir des résultats biaisés pour les autres cellules.

Les résultats entre la méthode des sous-groupes et celle de Sanchez-Coste sont assez similaires. Il est intéressant de noter que l'écart significatif observé dans le coin de l'assemblage pour le MOX n'y est plus. Par contre, les erreurs sur les trois cellules ayant une valeur supérieure à $-0,2\%$ sont accentuées avec la méthode des sous-groupes car elles contiennent du Gadolinium.



(a) Sanchez-Coste.

(b) Sous-groupes.

Figure 5.3 Nappe de la différence du taux de fission normalisée en % - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$.

En guise de conclusion à cette première étude, la méthode des sous-groupes est plus efficace que la méthode Sanchez-Coste. Bien que le temps d'exécution soit plus long, les améliorations apportées ne sont pas négligeables. Avec la méthode basée sur les tables de probabilité, il n'y a plus besoin d'effectuer d'autoprotection des mélanges. De plus, dans des cas non nominaux, que ce soit une vidange ou une excursion dans les très hautes températures, la méthode des sous-groupes présente des résultats acceptables.

Néanmoins, certaines tendances apparaissent dans les différentes études. Les groupes 7 et 8 qui encadrent respectivement la troisième ($36,7 \text{ eV}$) et la deuxième ($20,9 \text{ eV}$) résonance présentent des écarts significatifs. Quelle que soit la méthode d'autoprotection, il conviendrait d'identifier l'origine du problème qui peut provenir par exemple d'un manque de raffinement de ces résonances.

À ce niveau-là, lors du développement du maillage énergétique SHEM par Hfaiedh (2006), le but était d'atteindre une précision-cible inférieure à 1 %. Les deux groupes évoqués précédemment (7 et 8) ne remplissent pas la condition imposée avec un écart de 2 %.

Pour la configuration qui a été étudiée, d'autres options ont été choisies et il convient de les valider. L'une d'elles est la modélisation spatiale linéaire du terme source dans le MOC.

5.2 Validation de la représentation linéaire surfacique pour le terme source dans le MOC

Disponible au sein du code modulaire multigroupe APOLLO2 mais toujours en développement dans DRAGON5, cette option apporte une différence majeure. En choisissant de représenter le terme source de manière linéaire et non plus constante au sein d'une région géométrique dans le calcul de flux, la modélisation se veut plus proche du phénomène physique. Cette partie du projet s'efforce de valider la nouvelle représentation.

La configuration étant toujours la même :

- Autoprotection par la méthode des sous-groupes ;
- Maillage géométrique de type raffiné ;
- Découpage énergétique SHEM à 361 groupes ;
- Correction de l'anisotropie de la loi de choc en P3.

Tableau 5.19 Temps d'exécution par rapport à la modélisation de la source.

	UOX	MOX	UO ₂ Gd ₂ O ₃
LISU	1773 s	1292 s	1428 s
Source constante	793 s	780 s	857 s
Écart relatif (CST ref.)	123 %	65 %	66 %

Comme le montre le tableau 5.19, l'utilisation du Linéaire Surfacique est gourmand en terme de temps d'exécution. Il n'y a rien d'étonnant à cela lorsque l'on prend en compte le fait qu'il est nécessaire de calculer plus de coefficients pour la modélisation linéaire.

5.2.1 UOX

En étudiant les écarts sur le bilan macroscopique (tableau 5.20) avec la formule des six facteurs, le Linéaire Surfacique présente quelques avantages. Bien qu'en observant le coefficient de multiplication effectif, l'amélioration soit faible, il faut prendre en compte des compensations entre les différents facteurs. Le facteur anti-trappe p et le facteur d'utilisation thermique f se compensent pour la modélisation constante de la source.

Tableau 5.20 Formule des six facteurs pour la modélisation de la source - UOX.

Type de représentation	$\delta\chi$	$\delta\epsilon_{pair}$	$\delta\epsilon_{impair}$	δp	δf	$\delta\eta$	δk_{eff}
LISU	7	-12	9	-109	-6	7	-104
Source constante	6	-19	12	-149	32	8	-110

Pour la suite de cette étude, l'abréviation *CST* désigne une modélisation spatiale constante du terme source dans le MOC.

L'Uranium 238 ne présente pas d'améliorations significatives comme le montre le tableau 5.21. Au niveau des écarts absolus, on observe une réduction des erreurs par rapport à TRI-POLI4 dans les groupes 9, 8 et 7 qui encadrent respectivement la troisième et deuxième résonance de l'U238 (36,7 eV et 20,9 eV) et des résonances d'isotopes pairs. Mais rapportée en comparaison relative, la différence n'est pas notable.

Tableau 5.21 Taux d'absorption de l'U238 pour la modélisation de la source - UOX.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		LISU		CST	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	1,87E-02	2,57E-03	-1	-13	-1	-17
2	2,23 MeV	1,63E-02	1,89E-03	0	-8	-1	-11
3	494 keV	1,63E-02	1,46E-03	0	0	0	-1
4	11,1 keV	2,72E-02	2,79E-03	0	4	0	4
5	748 eV	4,27E-02	4,56E-03	0	-15	0	-10
6	76,3 eV	9,80E-03	1,16E-02	1	6	1	8
7	39,7 eV	2,02E-02	8,46E-03	2	35	2	44
8	22,5 eV	2,25E-02	9,22E-03	1	32	1	21
9	19 eV	5,31E-03	3,82E-03	-1	-3	2	9
10	7,6 eV	4,32E-02	6,49E-03	0	-3	0	-9
11	4 eV	7,02E-03	2,31E-03	-1	-5	-1	-5
12	0,625 eV	9,62E-03	2,42E-03	0	-1	0	-2
13	190 meV	4,19E-02	2,08E-03	0	-12	0	-12
<i>Total</i>					15		20

De même que pour les autres études du taux d'absorption de l'Uranium 235 (tableau 5.22) dans ce projet, on retrouve une sous-absorption significative dans le groupe thermique. Le Linéaire Surfamique présente un avantage intéressant. Il a la capacité de réduire significativement les écarts des groupes 8 et 9 engendrés avec la source constante. Ces deux groupes encadrent respectivement la deuxième résonance de l'U238 (20,9 eV) et des résonances d'isotopes impairs.

Tableau 5.22 Taux d'absorption de l'U235 pour la modélisation de la source - UOX.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		LISU		CST	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	$1,65E-03$	$2,53E-03$	-1	-1	-1	-2
2	2,23 MeV	$3,57E-03$	$1,53E-03$	0	-1	-1	-2
3	494 keV	$5,97E-03$	$1,29E-03$	0	0	0	-1
4	11,1 keV	$8,97E-03$	$1,83E-03$	0	2	0	3
5	748 eV	$2,27E-02$	$2,16E-03$	0	-4	0	-2
6	76,3 eV	$1,25E-02$	$4,08E-03$	0	-1	0	0
7	39,7 eV	$1,32E-02$	$4,90E-03$	0	0	0	2
8	22,5 eV	$3,84E-03$	$1,33E-02$	0	0	-5	-20
9	19 eV	$2,30E-02$	$4,56E-03$	0	8	1	28
10	7,6 eV	$5,90E-03$	$5,76E-03$	-1	-9	-1	-9
11	4 eV	$2,68E-02$	$2,64E-03$	-1	-14	-1	-14
12	0,625 eV	$8,98E-02$	$2,50E-03$	0	-10	0	-13
13	190 meV	$4,08E-01$	$2,10E-03$	0	-87	0	-84
<i>Total</i>						-116	-113

Tableau 5.23 Taux d'absorption du H1 pour la modélisation de la source - UOX.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		LISU		CST	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
11	4 eV	$2,65E-03$	$1,96E-03$	-1	-2	-1	-2
12	0,625 eV	$5,30E-03$	$2,10E-03$	0	0	0	-1
13	190 meV	$2,78E-02$	$2,13E-03$	0	-1	-1	-15
<i>Total</i>						-3	-18

Tableau 5.24 Taux d'absorption du B10 pour la modélisation de la source - UOX.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		LISU		CST	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
11	4 eV	$2,65E-03$	$1,96E-03$	-1	-2	-1	-2
12	0,625 eV	$5,30E-03$	$2,10E-03$	0	0	0	-1
13	190 meV	$2,78E-02$	$2,13E-03$	0	-1	-1	-17
<i>Total</i>						-4	-21

L'un des intérêts du LISU vient des isotopes du modérateur. Ces derniers enregistrent un écart dans le groupe thermique comme le montrent les tableaux 5.23 et 5.24. Avec l'utilisation

de la modélisation linéaire, celui-ci disparaît de manière significative comme on peut le voir.

La figure 5.4 compare les écarts du taux de fission normalisée en fonction de la modélisation spatiale du terme source dans le MOC. La différence entre les deux configurations est minimale. Néanmoins, il y a quand même une légère amélioration avec le LISU. Ce qui peut supposer que pour des combustibles plus complexes tel que le MOX, les résultats seraient meilleurs par rapport à la source constante.

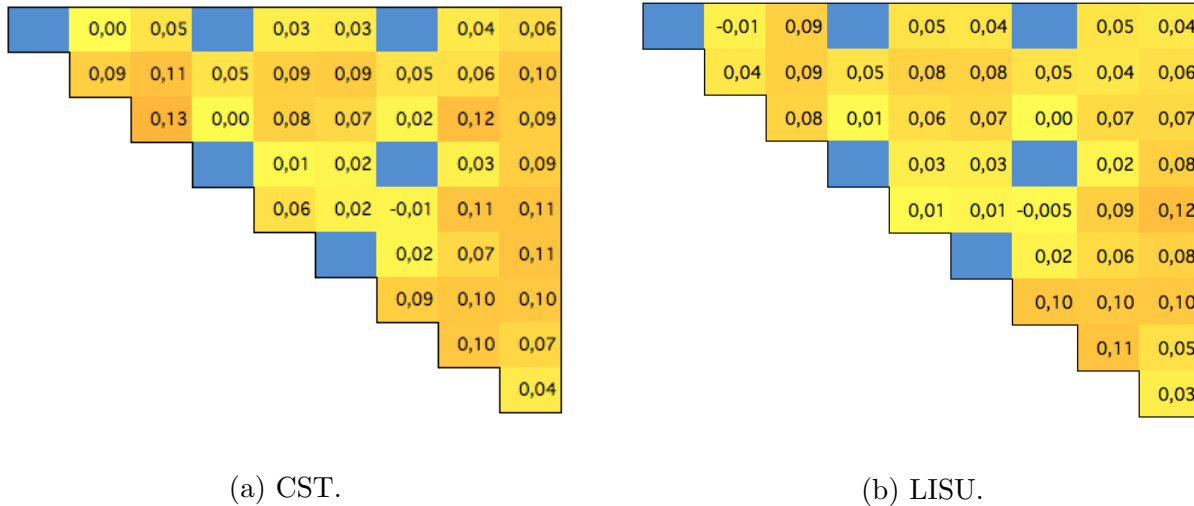


Figure 5.4 Nappe de la différence du taux de fission normalisée en % - UOX.

5.2.2 MOX

Pour le combustible MOX, l'amélioration est plus marquée que pour l'UOX (tableau 5.25). Pour le facteur anti-trappe, l'écart est réduit de 70 pcm . Des améliorations sont visibles pour ϵ_{pair} et ϵ_{impair} . Par contre, le facteur d'utilisation thermique se voit dégradé avec le LISU.

Tableau 5.25 Formule des six facteurs pour la modélisation de la source - MOX.

Type de représentation	$\delta\chi$	$\delta\epsilon_{pair}$	$\delta\epsilon_{impair}$	δp	δf	$\delta\eta$	δk_{eff}
LISU	63	-24	80	-215	-21	21	-96
Source constante	63	-31	103	-285	-6	20	-136

Le tableau 5.26 montre que le Linéaire Surfaccique apporte des améliorations sur le traitement des résonances de l'Uranium 238. Les groupes 7 et 8 qui encadrent respectivement la troisième ($36,7\text{ eV}$) et la deuxième ($20,9\text{ eV}$) résonance de l'U238 se voient améliorés.

Dans chaque groupe, un gain de 1 % est observé. Par contre, le groupe 5 qui correspond au recouvrement des résonances du Zr91 (292 eV) et de l'U238 (102 eV, 117 eV et 189 eV) présente des résultats légèrement moins bons qu'avec la source constante. Mais cela n'est pas problématique, car l'écart relatif reste le même.

Tableau 5.26 Taux d'absorption de l'U238 pour la modélisation de la source.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		LISU		CST	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	<i>2,00E-02</i>	<i>8,48E-05</i>	-1	-16	-1	-20
2	2,23 MeV	<i>1,65E-02</i>	<i>5,44E-05</i>	0	-8	-1	-11
3	494 keV	<i>1,67E-02</i>	<i>4,66E-05</i>	0	-1	0	-1
4	11,1 keV	<i>2,76E-02</i>	<i>1,58E-04</i>	0	3	0	4
5	748 eV	<i>4,26E-02</i>	<i>4,12E-04</i>	-1	-31	-1	-26
6	76,3 eV	<i>9,13E-03</i>	<i>2,31E-04</i>	2	21	3	23
7	39,7 eV	<i>1,96E-02</i>	<i>3,57E-04</i>	1	24	2	34
8	22,5 eV	<i>2,12E-02</i>	<i>4,30E-04</i>	1	30	2	36
9	19 eV	<i>4,72E-03</i>	<i>3,75E-05</i>	-1	-5	-1	-4
10	7,6 eV	<i>4,04E-02</i>	<i>5,81E-04</i>	0	-12	0	-10
11	4 eV	<i>4,87E-03</i>	<i>2,59E-05</i>	-1	-5	-1	-4
12	0,625 eV	<i>2,44E-03</i>	<i>1,76E-05</i>	-1	-2	-1	-2
13	190 meV	<i>9,22E-03</i>	<i>6,41E-05</i>	0	-2	0	-3
<i>Total</i>					-2		16

Pour les autres actinides, il n'y a aucune différence significative entre le fait d'utiliser une modélisation spatiale linéaire ou constante du terme source pour le MOC. Par contre, la correction effectuée dans le groupe thermique du B10 et du H1 est toujours présente, ce qui présente un avantage pour le LISU (tableaux 5.27 et 5.28).

Tableau 5.27 Taux d'absorption du H1 pour la modélisation de la source - MOX.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		LISU		CST	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
11	4 eV	<i>1,96E-03</i>	<i>5,33E-06</i>	-1	-1	-1	-1
12	0,625 eV	<i>2,11E-03</i>	<i>7,23E-06</i>	0	-1	-1	-1
13	190 meV	<i>7,59E-03</i>	<i>3,22E-05</i>	0	1	-1	-6
<i>Total</i>					-1		-8

Tableau 5.28 Taux d'absorption du B10 pour la modélisation de la source - MOX.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		LISU		CST	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
11	4 eV	$2,26E-03$	$6,14E-06$	-1	-1	-1	-1
12	0,625 eV	$2,43E-03$	$8,33E-06$	0	-1	-1	-1
13	190 meV	$8,75E-03$	$3,71E-05$	0	1	-1	-7
	<i>Total</i>				-1		-9

Comme le montre la figure 5.5, il y a toujours un écart dans la cellule située au coin de l'assemblage. Par contre, les quelques cellules frontalières à un trou d'eau sont améliorées. De manière générale, l'utilisation du Linéaire Surfaique améliore concrètement la distribution spatiale du taux de fission.

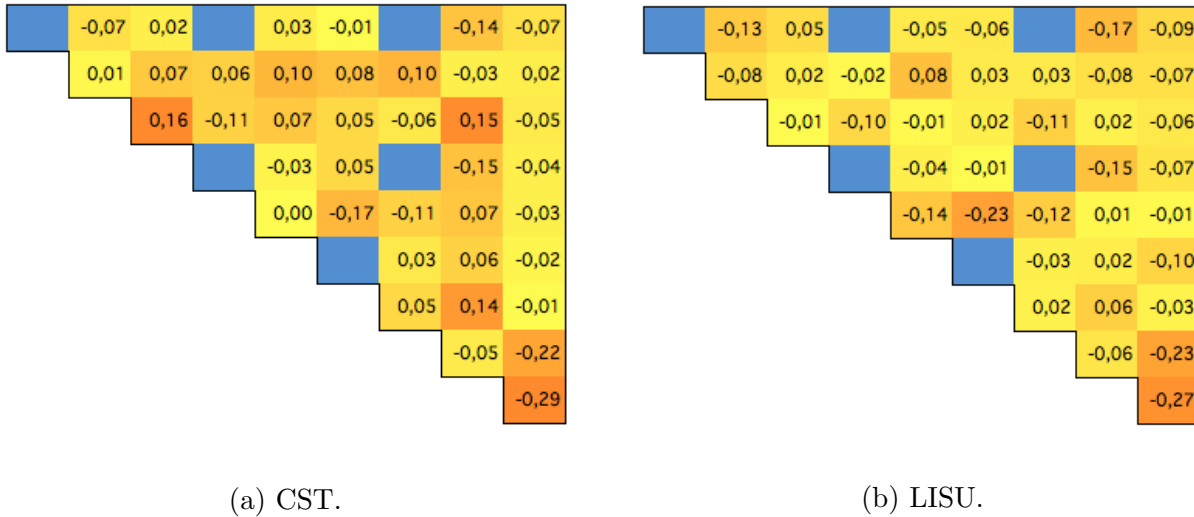


Figure 5.5 Nappe de la différence du taux de fission normalisée en % - MOX.

5.2.3 $UO_2Gd_2O_3$

De même que pour l'UOX et le MOX, l'utilisation du linéaire surfaique avec du Gadolinium améliore les résultats macroscopiques (tableau 5.29). Le facteur anti-trappe est amélioré de $50 pcm$. De même que ϵ_{pair} et η . Par contre, le facteur d'utilisation thermique f est significativement dégradé avec le Linéaire Surfaique en passant de $-10 pcm$ à $-42 pcm$. Néanmoins, le coefficient de multiplication effectif est meilleur avec une représentation spatiale linéaire du terme source pour le MOC qu'avec une modélisation constante.

Tableau 5.29 Formule des six facteurs pour la modélisation de la source - MOX.

Type de modélisation	$\delta\chi$	$\delta\epsilon_{pair}$	$\delta\epsilon_{impair}$	$\delta\rho$	δf	$\delta\eta$	δk_{eff}
LISU	80	-12	19	-152	-42	-18	-125
Source constante	80	-19	27	-192	-10	-37	-151

De manière générale, l'utilisation du Linéaire Surfaique présente de meilleurs résultats qu'une modélisation de la source constante pour l'U238 (tableau 5.30). Les deux écarts visibles correspondent toujours aux groupes 7 et 8 qui encadrent respectivement la troisième (36, 7eV) et deuxième résonance (20, 9 eV) de l'U238. Un gain de 9 pcm est observé pour le premier mais ne diminue pas l'écart relatif. Par contre, pour le second groupe, un gain de 1 % est observé. Au niveau du taux d'absorption total, la sur-absorption diminue de 15 pcm.

Tableau 5.30 Taux d'absorption de l'U238 pour la modélisation de la source - UO₂Gd₂O₃.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		LISU		CST	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	1,86E-02	9,13E-03	-1	-13	-1	-18
2	2,23 MeV	1,63E-02	7,18E-03	0	-8	-1	-11
3	494 keV	1,63E-02	6,69E-03	0	0	0	-1
4	11,1 keV	2,71E-02	1,54E-02	0	4	0	5
5	748 eV	4,25E-02	2,77E-02	0	-11	0	-6
6	76,3 eV	9,77E-03	7,29E-02	1	6	1	8
7	39,7 eV	2,01E-02	5,22E-02	2	35	2	44
8	22,5 eV	2,23E-02	5,92E-02	1	32	2	38
9	19 eV	5,28E-03	1,95E-02	-1	-3	-1	-3
10	7,6 eV	4,30E-02	4,14E-02	0	1	0	3
11	4 eV	6,92E-03	1,12E-02	-1	-4	-1	-4
12	0,625 eV	8,91E-03	1,26E-02	0	0	0	0
13	190 meV	3,59E-02	1,17E-02	0	-13	0	-14
<i>Total</i>					26		41

Pour l'Uranium 235, les écarts entre les différentes modélisations spatiales du terme source dans le MOC sont négligeables. La seule amélioration observée est dans le groupe 2. Il correspond au seuil de fission de l'U238 (environ 1 MeV) et à la deuxième (1 MeV) et troisième résonance de l'O16. Avec une représentation spatiale constante de la source, l'écart est de -1 % (-2 pcm). L'erreur disparaît avec le Linéaire Surfaique.

L'amélioration observée dans ce groupe confirme ce qui a été analysé. Quel que soit le type de combustible utilisé, une amélioration s'observe pour les isotopes du modérateur. D'où

l'effet sur l'Uranium 235. Par ailleurs, cette réflexion s'applique aussi pour l'U238.

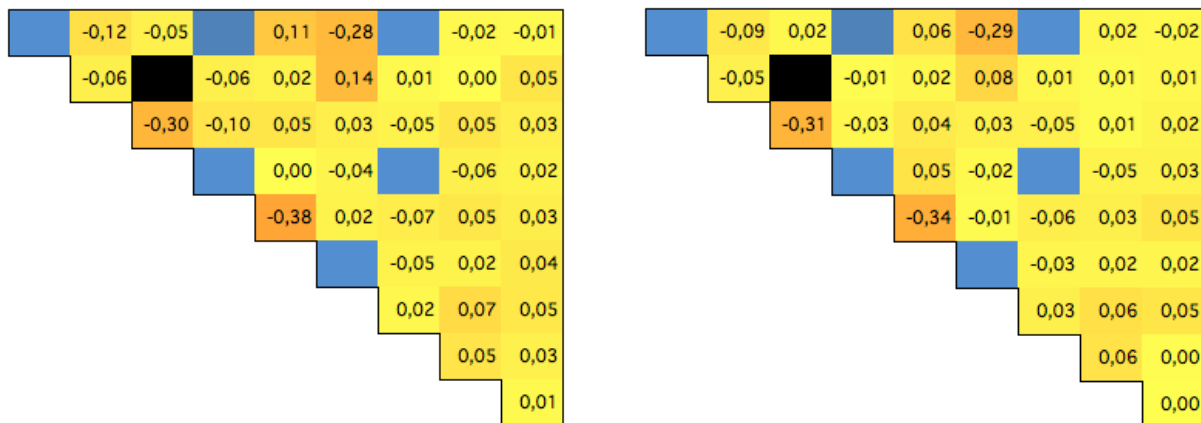
D'ailleurs quand on étudie les résultats des tableaux 5.31 et 5.32, l'utilisation du Linéaire Surfaique permet un gain de 30 pcm, ce qui corrige la sous-absorption enregistrée dans le modérateur.

Tableau 5.31 Taux d'absorption du H1 pour la modélisation de la source - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$.

		TRIPOLI4		LISU		CST	
Groupe	Borne sup.	Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
11	4 eV	$2,62E-03$	$0,002073$	0	-1	0	-1
12	0,625 eV	$4,99E-03$	$0,002252$	0	0	0	0
13	190 meV	$2,46E-02$	$0,002318$	0	-2	-1	-15
		<i>Total</i>			-3		-17

Tableau 5.32 Taux d'absorption du B10 pour la modélisation de la source - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$.

		TRIPOLI4		LISU		CST	
Groupe	Borne sup.	Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
11	4 eV	$3,02E-03$	$0,002073$	0	-1	0	-1
12	0,625 eV	$5,75E-03$	$0,002252$	0	0	0	0
13	190 meV	$2,83E-02$	$0,002318$	0	-3	-1	-18
		<i>Total</i>			-4		-20



(a) CST.

(b) LISU.

Figure 5.6 Nappe de la différence du taux de fission normalisée en % - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$.

Pour la distribution de la nappe du taux de fission, on retrouve encore la cellule (3,2) qui est omise de la normalisation. D'une manière générale, les emplacements présentant le plus grand écart sont ceux situés à proximité des trous d'eau et qui contiennent du Gadolinium. Les résultats sont globalement légèrement améliorés sans pour autant réduire significativement les écarts pour les cellules gadolinées.

Modéliser spatialement le terme source dans le MOC de manière linéaire apporte des améliorations. Pour les isotopes du modérateur, l'écart récurrent observé dans le groupe thermique disparaît, ce qui impacte les résultats pour les isotopes du combustible au niveau des groupes encadrant les résonances de l'Oxygène 16. Néanmoins, il est nécessaire de prendre en compte l'aspect chronophage du Linéaire Surfaique. Le temps de calcul est doublé par rapport à une modélisation spatiale constante du terme source dans le MOC.

5.3 Correction de l'anisotropie de la loi de choc

Dans les schémas de calcul industriels français, la loi de choc est modélisée par un développement en polynômes de Legendre à l'ordre 0 auquel on adjoint une correction de transport. Une autre méthode permet de modéliser l'anisotropie de la loi de choc. Elle consiste à développer les sections efficaces différentielles de diffusion en polynômes de Legendre à un ordre supérieur. Au sein des bibliothèques de données nucléaires françaises, ce développement est disponible jusqu'à l'ordre 5. Afin d'obtenir un compromis entre précision des résultats et efficacité du temps de calcul, on se restreint au troisième ordre. Des études montrent des résultats quasi identiques entre ordre 3 et ordre 5 (Calloo, 2012).

L'intérêt de ne pas utiliser la correction de transport est d'uniformiser la modélisation de l'anisotropie de la loi de choc entre les différentes étapes d'un calcul complet (réseau+cœur). On attend de meilleurs résultats de la part des codes diffusion avec l'option P3. Ils utilisent un développement de type P1 avec une correction type micro réversibilité. Donc utiliser dans les deux couches de calcul la même approximation apporterait une certaine légitimité physique.

Pour rappel, quelle que soit la configuration choisie, le calcul de flux dans le module d'autoprotection est toujours en P0 corrigé.

Tableau 5.33 Temps d'exécution par rapport à la loi de choc.

	UOX	MOX	UO ₂ Gd ₂ O ₃
P0 corrigé	1500 s	1098 s	900 s
P3	1773 s	1292 s	1428 s
Écart relatif (P0c ref)	18 %	18 %	58 %

Comme le montre le tableau 5.33, un développement de type P3 est plus chronophage qu'une solution basée sur une correction de transport. Dans le calcul du flux par la méthode des caractéristiques, lorsqu'un développement de type P3 est choisi, la modélisation du terme source par des harmoniques sphériques requiert un développement du flux à l'ordre 3. Alors que dans le cas où il n'y a que la correction de transport, seul le flux scalaire est nécessaire pour déterminer la source, ce qui est plus rapide à calculer et occupe aussi moins d'espace disque. À noter que le calcul pour l'UOX gadoliné est beaucoup plus long et correspond à des difficultés de convergence pour le MOC.

5.3.1 UOX

Le premier cas étudié est l'Oxyde d'Uranium. En observant la comparaison macroscopique par rapport à TRIPOLI4 (tableau 5.34), le P3 présente un désavantage. Le coefficient de multiplication effectif est sous-estimé de $-110 pcm$ alors qu'avec une correction de transport, l'écart est ramené à $-20 pcm$. L'origine de cette erreur provient du facteur anti-trappe p . Pour le P3, l'écart est de $-149 pcm$ alors que pour le P0c, il est de $78 pcm$. Il est intéressant de voir que pour l'un il y a une sous-estimation et pour l'autre une sur-estimation.

Au niveau du P0c, le ϵ_{pair} et le facteur d'utilisation thermique f sont moins bons par rapport au P3 et tous deux sous-estimés. On observe donc une compensation par rapport au facteur p qui est sur-estimé.

Tableau 5.34 Formule des six facteurs pour la correction de loi de choc - UOX.

Type d'autoprotection	$\delta\chi$	$\delta\epsilon_{pair}$	$\delta\epsilon_{impair}$	δp	δf	$\delta\eta$	δk_{eff}
P0 corrigé	6	-35	-15	78	-61	7	-20
P3	6	-19	12	-149	32	8	-110

Dans le tableau 5.35, de nombreux écarts apparaissent pour l'U238 en fonction de la modélisation de la loi de choc.

Tout d'abord, le taux d'absorption total ne reflète pas ce qui a été observé dans l'étude macroscopique. Le P3 semble plus performant. Les groupes rapides 1 et 2 qui correspondent aux réactions suivantes présentent des écarts :

- Groupe 1 : Seuil de fission (n, xn) à $6,2 MeV$, réaction inélastique de l'O16 à $6,4 MeV$ et les fissions de deuxième et troisième chance de l'U238 ;
- Groupe 2 : Seuil de fission de l'U238 à environ $1 MeV$ et les deuxième ($1 MeV$) et troisième ($1,31 MeV$) résonances de l'Oxygène 16.

L'utilisation d'un développement de type P3 permet de réduire la sous-absorption de ces deux groupes de $18 pcm$.

De plus, le groupe 5 encadrant le recouvrement de résonances du Zr91 ($291 eV$) et de l'U238 ($292 eV$) présente un écart réduit de moitié ($-31 pcm$ à $-15 pcm$) lorsqu'il n'y a pas de correction de transport. Mais l'écart le plus significatif est observé dans le groupe 10, qui correspond à la première résonance de l'U238 à $6,67 eV$. Le P0c présente une sous-absorption de $43 pcm$. Cette erreur est réduite à $-3 pcm$ avec le P3.

Par contre, les groupes 7 et 8 qui encadrent les troisième et deuxième résonances de l'U238 à respectivement 36,7 eV et 20,9 eV sont moins bien calculés avec le P3 avec une augmentation de 1 % de l'écart de chaque groupe.

Tableau 5.35 Taux d'absorption de l'U238 pour la correction de la loi de choc - UOX.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		P0 corrigé		P3	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	<i>1,87E-02</i>	<i>2,57E-03</i>	-1	-23	-1	-13
2	2,23 MeV	<i>1,63E-02</i>	<i>1,89E-03</i>	-1	-16	0	-8
3	494 keV	<i>1,63E-02</i>	<i>1,46E-03</i>	0	0	0	0
4	11,1 keV	<i>2,72E-02</i>	<i>2,79E-03</i>	0	4	0	4
5	748 eV	<i>4,27E-02</i>	<i>4,56E-03</i>	-1	-31	0	-15
6	76,3 eV	<i>9,80E-03</i>	<i>1,16E-02</i>	-1	-5	1	6
7	39,7 eV	<i>2,02E-02</i>	<i>8,46E-03</i>	1	18	2	35
8	22,5 eV	<i>2,25E-02</i>	<i>9,22E-03</i>	0	6	1	32
9	19 eV	<i>5,31E-03</i>	<i>3,82E-03</i>	-1	-3	-1	-3
10	7,6 eV	<i>4,32E-02</i>	<i>6,49E-03</i>	-1	-43	0	-3
11	4 eV	<i>7,02E-03</i>	<i>2,31E-03</i>	0	-3	-1	-5
12	0,625 eV	<i>9,62E-03</i>	<i>2,42E-03</i>	0	1	0	-1
13	190 meV	<i>4,19E-02</i>	<i>2,08E-03</i>	0	-8	0	-12
<i>Total</i>					-192		15

Pour l'Uranium 235, il n'y a pas de grandes différences entre le P0c et le P3. On retrouve dans le groupe thermique une sous-absorption caractéristique de $-52 pcm$ et $-87 pcm$ respectivement pour le P0c et le P3. Pour l'Uranium 238, la modélisation couplée à la correction de transport présentait globalement une sous-absorption alors que le P3 avait une sur-absorption. Ce qui entraîne pour l'U235, les résultats observés.

Les écarts des nappes du taux de fission présentés dans la figure 5.7 montrent l'intérêt d'un développement en polynômes de Legendre d'ordre supérieur. Globalement, le P3 présente une nappe de fission homogène alors que le P0 corrigé présente plus d'hétérogénéités. Pour ce dernier, il y a plus de cellules ne présentant aucun écart par rapport au code stochastique. Mais d'une manière générale, les erreurs sont faibles dans les deux types de configurations.

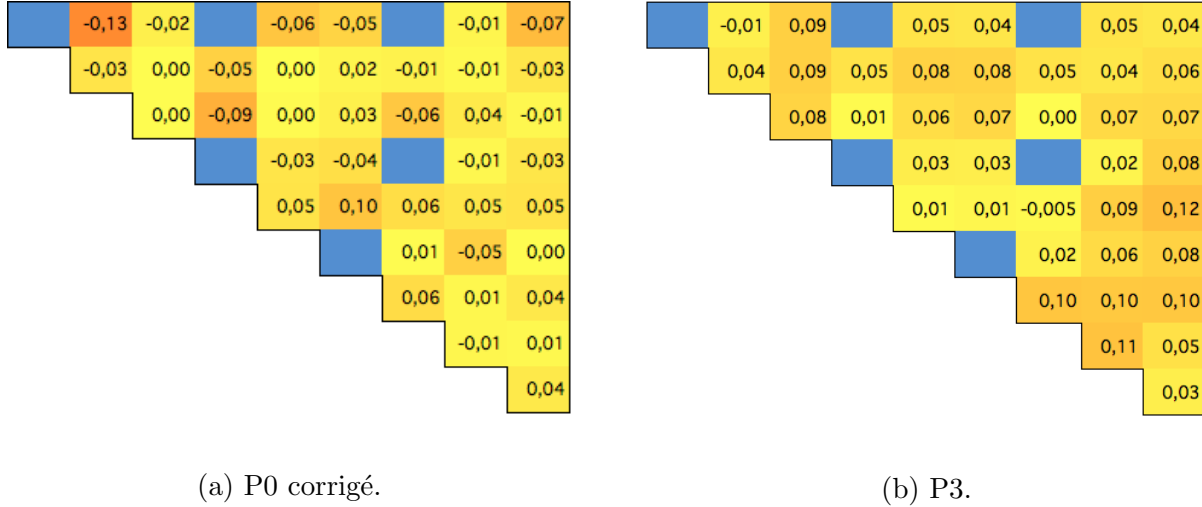


Figure 5.7 Nappe de la différence du taux de fission normalisée en % - UOX.

5.3.2 MOX

Pour l'étude macroscopique du tableau 5.36, la première constatation est que le facteur p , caractéristique du ralentissement neutronique présente un signe opposé en fonction de la méthode employée. Par ailleurs, la modélisation adjointe à une correction de transport montre des résultats peu satisfaisants notamment pour les facteurs ϵ_{pair} et δf .

Le fait que p soit sur-évalué et que les autres facteurs soient sous-évalués permet de compenser l'erreur du coefficient de multiplication effectif. La modélisation de type P3 présente de meilleurs résultats par rapport au P0 corrigé sauf pour le facteur ϵ_{impair} .

Tableau 5.36 Formule des six facteurs pour la correction de la loi de choc - MOX.

Type d'autoprotection	$\delta\chi$	$\delta\epsilon_{pair}$	$\delta\epsilon_{impair}$	δp	δf	$\delta\eta$	δk_{eff}
P0 corrigé	63	-72	-49	230	-114	50	-108
P3	63	-24	80	-215	-21	21	-96

L'étude du taux d'absorption de l'Uranium 238 (tableau 5.37) montre l'intérêt du P3 sur cet isotope absorbant. Dans le groupe 10, qui encadre la première résonance de l'U238 à $6,67 eV$, le P3 permet de faire passer l'erreur de $-54 pcm$ à $-12 pcm$. De même que pour le groupe 5 qui encadre le recouvrement de résonances du Zr91 ($291 eV$) et l'U238 ($102 eV$, $117 eV$ et $189 eV$). Mais pour ce dernier, l'amélioration est moins marquée avec seulement $17 pcm$ d'écart.

Les groupes 1 et 2 sont aussi améliorés et caractérisent pour rappel les réactions suivantes :

- Groupe 1 : Seuil de fission (n,xn) à 6,2 MeV, réaction inélastique de l'O16 à 6,4 MeV et les fissions de deuxième et troisième chance de l'U238;
- Groupe 2 : Seuil de fission de l'U238 à environ 1 MeV et les deuxième (1 MeV) et troisième (1,31 MeV) résonances de l'Oxygène 16.

Par contre, les groupes 6, 7 et 8 qui encadrent la quatrième (66 eV), troisième (36,7 eV) et la deuxième (20,9 eV) résonance de l'Uranium 238 présentent des écarts plus importants pour le P3 que pour le P0 corrigé.

Tableau 5.37 Taux d'absorption de l'U238 pour la correction de la loi de choc - MOX.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		P0 corrigé		P3	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	<i>2,00E-02</i>	<i>8,48E-05</i>	-1	-26	-1	-16
2	2,23 MeV	<i>1,65E-02</i>	<i>5,44E-05</i>	-1	-16	0	-8
3	494 keV	<i>1,67E-02</i>	<i>4,66E-05</i>	0	0	0	-1
4	11,1 keV	<i>2,76E-02</i>	<i>0,0001582</i>	0	5	0	3
5	748 eV	<i>4,26E-02</i>	<i>0,0004119</i>	-1	-48	-1	-31
6	76,3 eV	<i>9,13E-03</i>	<i>0,0002311</i>	1	11	2	21
7	39,7 eV	<i>1,96E-02</i>	<i>0,0003567</i>	0	7	1	24
8	22,5 eV	<i>2,12E-02</i>	<i>4,30E-04</i>	0	4	1	30
9	19 eV	<i>4,72E-03</i>	<i>3,75E-05</i>	-1	-5	-1	-5
10	7,6 eV	<i>4,04E-02</i>	<i>5,81E-04</i>	-1	-54	0	-12
11	4 eV	<i>4,87E-03</i>	<i>2,59E-05</i>	-1	-5	-1	-5
12	0,625 eV	<i>2,44E-03</i>	<i>1,76E-05</i>	-1	-3	-1	-2
13	190 meV	<i>9,22E-03</i>	<i>6,41E-05</i>	1	8	0	-2
<i>Total</i>					-123		-2

L'Uranium 235 ne présente pas d'écarts notables entre les deux types de représentation de la loi de choc. Par contre, le Plutonium 239 présente des variations intéressantes comme le montre le tableau 5.38.

De même que pour l'Uranium 238, le taux d'absorption du Plutonium 239 est mieux calculé dans le groupe 2 avec un écart de presque 0 %. Le groupe 9 qui encadre des résonances d'isotopes impairs, donc en particulier le Pu239, voit son erreur sensiblement augmenter de 5 pcm. Par contre, le groupe 12 concentre la plus grande correction. Celui-ci encadre les premières résonances de l'U235, du Pu239 et du Pu241. Le P3 permet de réduire l'écart de -85 pcm à 10 pcm. Mais le taux d'absorption étant élevé, l'amélioration ne permet de gagner

que 1 %.

Tableau 5.38 Taux d'absorption du Pu239 pour la correction de la loi de choc - MOX.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		P0 corrigé		P3	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	<i>2,55E-03</i>	<i>9,99E-06</i>	-1	-3	-1	-2
2	2,23 MeV	<i>4,91E-03</i>	<i>1,22E-05</i>	-1	-5	0	-2
3	494 keV	<i>5,27E-03</i>	<i>1,14E-05</i>	0	-1	0	-1
4	11,1 keV	<i>6,84E-03</i>	<i>2,52E-05</i>	1	7	1	7
5	748 eV	<i>2,35E-02</i>	<i>0,0001281</i>	0	5	0	5
6	76,3 eV	<i>1,72E-02</i>	<i>0,0001785</i>	0	4	0	4
7	39,7 eV	<i>3,10E-03</i>	<i>5,55E-05</i>	8	25	8	25
8	22,5 eV	<i>3,14E-03</i>	<i>9,20E-05</i>	0	2	1	2
9	19 eV	<i>3,43E-02</i>	<i>3,23E-04</i>	1	19	1	24
10	7,6 eV	<i>1,83E-03</i>	<i>1,93E-05</i>	-1	-2	-1	-2
11	4 eV	<i>1,17E-02</i>	<i>7,03E-05</i>	-1	-11	-1	-10
12	0,625 eV	<i>1,58E-01</i>	<i>1,11E-03</i>	-1	-85	0	-10
13	190 meV	<i>1,82E-01</i>	<i>1,07E-03</i>	0	82	-1	-97
<i>Total</i>					-37		-56

Pour le Plutonium 240, des écarts s'observent entre le P0c et le P3 mais uniquement dans le groupe 11. Celui-ci encadre la première résonance du Pu240 et du Pu242. Dans le cas de la modélisation avec la correction de transport, il y a une sous-absorption de $-78 pcm$ (-1%) alors qu'avec un développement en polynômes de Legendre d'ordre 3, l'écart est réduit à $-11 pcm$ (0%).

Par ailleurs, il a été évoqué que le Linéaire Surfaique permet d'annuler l'écart observé dans les isotopes du modérateur pour le domaine thermique. Or cela n'est pas totalement vrai. C'est la combinaison (P3+LISU) qui permet de le faire. Si la modélisation de la loi de choc avec une correction de transport est choisie, les écarts dans le modérateur se retrouvent. C'est donc un avantage indéniable du P3 par rapport au P0c.

La nappe du taux de fission de la figure 5.8 présente de nombreuses différences entre le P0 corrigé et le P3, les écarts étant globalement plus élevés pour la première.

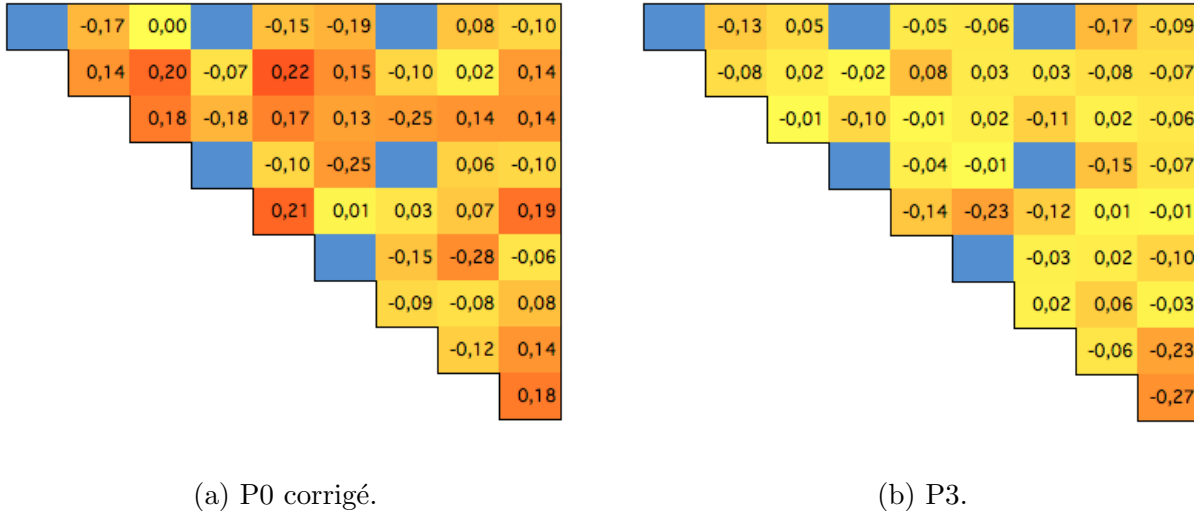


Figure 5.8 Nappe de la différence du taux de fission normalisée en % - MOX.

En comparaison aux études précédentes, il n'est pas possible de dire que ce sont les cellules localisées près des trous d'eau qui sont concernées. Par contre, lorsque le développement en polynômes de Legendre à l'ordre 3 est choisi, la nappe est plus homogène. La cellule localisée au coin de l'assemblage composée de MOX basse teneur possède l'erreur la plus significative.

5.3.3 $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$

De même que pour l'UOX, le coefficient de multiplication effectif présente un plus grand écart pour le P3 par rapport à TRIPOLI4 que le P0 corrigé (tableau 5.39). Le facteur anti-trappe est significativement dégradé pour la modélisation basée sur le développement polynomial alors que pour le P0c, l'écart est inférieur à 30 pcm. Par contre, tous les autres facteurs (sauf χ pour les (n, xn)) sont moins bons pour la représentation avec correction de transport que pour le P3, notamment, le facteur d'utilisation thermique f et le facteur de multiplication neutronique η . Ces deux derniers présentent de grands écarts par rapport à la référence, mais ont des signes opposés, ce qui engendre une compensation, un coefficient de multiplication effectif plus faible pour le P0 corrigé que pour le P3.

Tableau 5.39 Formule des six facteurs pour la correction de la loi de choc - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$.

Type d'autoprotection	$\delta\chi$	$\delta\epsilon_{pair}$	$\delta\epsilon_{impair}$	$\delta\rho$	δf	$\delta\eta$	δk_{eff}
P0 corrigé	80	-51	-44	28	-117	216	110
P3	80	-12	19	-152	-42	-18	-125

De même que pour l'UOX et le MOX, l'utilisation du P3 présente de meilleurs résultats. Pour l'U238 (tableau 5.40), ceci est vrai en particulier pour les groupes 1 et 2 qui regroupent des résonances de l'O16 ainsi que certaines réactions (seuil (n,xn) pour l'U238 et inélastique pour l'O16). Pour ces groupes, un gain de 21 pcm est noté. On retrouve la même situation dans le groupe 5 qui correspond à un recouvrement de résonances entre le Zr91 (291 eV) et l'U238 (292 eV) et où la sous-absorption passe de -27 pcm à -11 pcm. Par contre, les groupes 8 et 7 qui encadrent respectivement la deuxième résonance de l'U238 (20,9 eV) et la troisième résonance à 36,7 eV se voient dégradés avec une augmentation de l'écart de l'ordre de 1 % pour chaque groupe.

Tableau 5.40 Taux d'absorption de l'Uranium 238 pour la correction de la loi de choc - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		P0 corrigé		P3	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	<i>1,86E-02</i>	<i>9,13E-03</i>	-1	-23	-1	-13
2	2,23 MeV	<i>1,63E-02</i>	<i>7,18E-03</i>	-1	-16	0	-8
3	494 keV	<i>1,63E-02</i>	<i>6,69E-03</i>	0	0	0	0
4	11,1 keV	<i>2,71E-02</i>	<i>1,54E-02</i>	0	6	0	4
5	748 eV	<i>4,25E-02</i>	<i>2,77E-02</i>	-1	-27	0	-11
6	76,3 eV	<i>9,77E-03</i>	<i>7,29E-02</i>	-1	-5	1	6
7	39,7 eV	<i>2,01E-02</i>	<i>5,22E-02</i>	1	18	2	35
8	22,5 eV	<i>2,23E-02</i>	<i>5,92E-02</i>	0	6	1	32
9	19 eV	<i>5,28E-03</i>	<i>1,95E-02</i>	-1	-3	-1	-3
10	7,6 eV	<i>4,30E-02</i>	<i>4,14E-02</i>	-1	-42	0	1
11	4 eV	<i>6,92E-03</i>	<i>1,12E-02</i>	-1	-4	-1	-4
12	0,625 eV	<i>8,91E-03</i>	<i>1,26E-02</i>	0	2	0	0
13	190 meV	<i>3,59E-02</i>	<i>1,17E-02</i>	0	1	0	-13
<i>Total</i>					-88		26

Pour l'Uranium 235, il n'y a pas de différences remarquables sauf dans le groupe thermique. L'utilisation du P3 provoque une sous-absorption de -104 pcm (0 %) alors que le P0 corrigé affiche une sur-absorption de 29 pcm (0 %). Pour le développement polynomial, l'origine de l'écart provient de la sur-absorption observée dans les groupes 7 et 8 pour l'U238, alors que pour le P0 corrigé, ce sont les isotopes du Gadolinium qui en sont responsables.

Tableau 5.41 Extrait du taux d'absorption pour le Gd155 - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$.

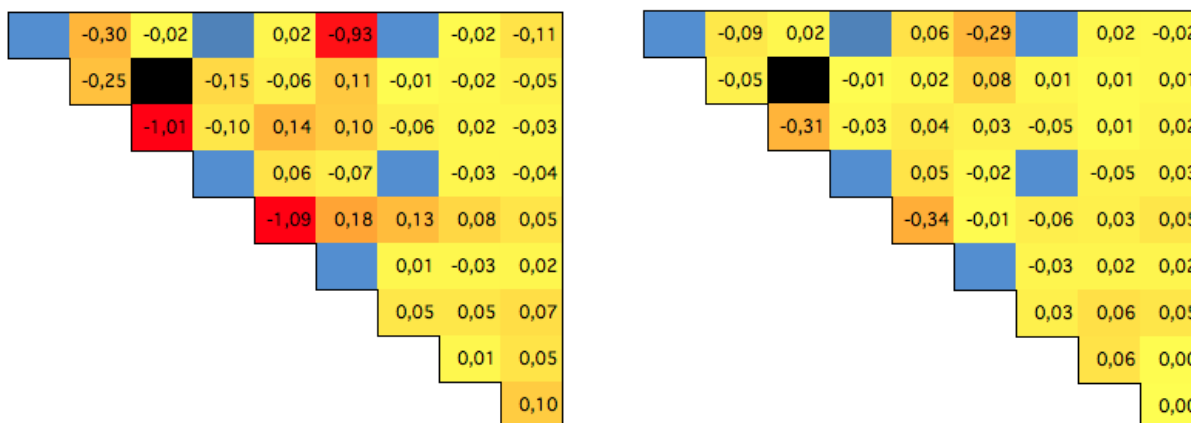
		TRIPOLI4		P0 corrigé		P3	
Groupe	Borne sup.	Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
10	7,6 eV	$4,32E-04$	$0,038572$	-1	0	-1	0
11	4 eV	$3,34E-03$	$0,017902$	1	4	0	1
12	0,625 eV	$3,33E-03$	$0,010787$	-1	-3	0	0
13	190 meV	$1,06E-02$	$0,00758$	-2	-16	0	-1
		<i>Total</i>			-12		3

Tableau 5.42 Extrait du taux d'absorption pour le Gd157 - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$.

		TRIPOLI4		P0 corrigé		P3	
Groupe	Borne sup.	Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
10	7,6 eV	$5,66E-03$	$0,031654$	-1	0	-1	0
11	4 eV	$2,55E-02$	$0,013249$	0	0	0	0
12	0,625 eV	$8,12E-02$	$0,012866$	-1	-13	0	1
13	190 meV	$3,48E-01$	$0,011554$	-2	-75	0	-5
		<i>Total</i>			-83		1

En étudiant les comparaisons des deux isotopes principaux du Gadolinium (tableaux 5.41 et 5.42), l'utilisation d'un développement en polynômes de Legendre à l'ordre 0 avec une correction de transport implique une sous-absorption dans les groupes 12 et 13. Pour le cas du P3, les taux d'absorption sont très bien calculés. Sur les deux isotopes, la sous-absorption totale engendrée atteint $-95 pcm$ lorsque le P0c est utilisé.

La différence des nappes du taux de fission de la figure 5.9 montre l'intérêt d'avoir recours à un développement polynomial et non à une solution avec correction de transport. D'une manière générale, pour les deux modélisations, les taux de fission sont bien représentés sauf pour trois cellules. Ces dernières contiennent du Gadolinium et possèdent une erreur proche de 1%. Dans le cas du P3, elles ont aussi une erreur mais significativement inférieure avec un écart d'environ 0,30%. Mais en étudiant toutes les cellules, on réalise que le développement en polynômes de Legendre à l'ordre 3 est plus précis.



(a) P0 corrigé.

(b) P3.

Figure 5.9 Nappe de la différence du taux de fission normalisée en % - UO₂Gd₂O₃.

Cette étude a permis d'évaluer l'influence de la correction de l'anisotropie de la loi de choc. Au niveau du temps de calcul, le P3 est plus chronophage mais reste convenable avec un temps de calcul supérieur de 20% (sauf pour l'UOX gadoliné qui présente une difficulté de convergence). Lorsque l'on étudie les résultats microscopiques, la modélisation en polynômes de Legendre à l'ordre 3 est plus efficace que cela soit pour les taux d'absorption ou les nappes de fission. C'est tout particulièrement vrai pour l'UOX gadoliné.

Par contre, les conclusions des études précédentes indiquent qu'un travail reste nécessaire pour améliorer le calcul de la deuxième et troisième résonance de l'U238. En observant les taux d'absorption avec une correction de l'anisotropie de la loi de choc de type P0c, les écarts s'en trouvent réduits. Malgré cela, il est quand même avantageux de garder le P3 qui améliore les résultats d'une manière générale et non uniquement sur des résonances ciblées. Au final, la précision-cible imposée par Hfaiedh (2006) n'est réalisable pour les actinides uniquement lorsque le P0 corrigé est choisi. Mais il n'a pas pris en compte le fait qu'il y a un écart significatif dans le groupe thermique pour les isotopes du modérateur.

5.4 Configuration choisie

Cette dernière partie de la validation à temps 0 s'efforce de présenter une configuration jugée optimale, alliant rapidité d'exécution et précision des résultats. Deux schémas sont proposés. Le premier prend en compte les différentes validations effectuées sous APOLLO2 et le deuxième présente une configuration jugée similaire mais sous DRAGON5.

5.4.1 APOLLO2

Toutes les options ont été évaluées, il est possible d'en tirer un certain nombre de conclusions. Tout d'abord, la configuration suivante est effectivement la plus précise :

- Autoprotection par la méthode des sous-groupes ;
- Maillage spatial Raffiné ;
- Représentation spatiale linéaire du terme source dans le MOC ;
- Développement à l'ordre 3 en polynômes de Legendre pour la modélisation de la loi de choc.

Par contre, cette combinaison est extrêmement chronophage. En comparant à un cas de type SHEM-MOC dégradé contenant les paramètres suivants :

- Autoprotection par la méthode des sous-groupes ;
- Maillage spatial de type Moulin à Vent ;
- Représentation spatiale constante du terme dans le MOC ;
- Développement à l'ordre 0 en polynômes de Legendre avec une correction de transport pour la loi de choc.

On observe donc un très grand écart dans le temps de calcul. En effet, dans la configuration la plus précise, le temps d'exécution est de 1773 s alors que dans le cas dégradé, il est de 70 s.

Il est donc nécessaire de trouver un compromis satisfaisant entre temps de calcul et précision des résultats.

La méthode des sous-groupes est conservée car elle présente un intérêt incontestable sans augmenter significativement le temps de calcul. Pour la loi de choc, le choix d'une modélisation en polynômes de Legendre à l'ordre 3 a aussi un intérêt particulier sans être chronophage.

Les deux éléments qui augmentent en fin de compte significativement le temps d'exécution sont le maillage spatial et la représentation spatiale du terme source dans le MOC.

Comme étudiées dans la partie sur les études préliminaires, les deux options sont complémentaires. Plus on décrit précisément le comportement de l'une, moins l'autre a besoin d'être décrite finement.

Au final, le choix s'est porté sur une modélisation spatiale linéaire du terme source dans le MOC avec un maillage Moulin à Vent.

Le tableau 5.43 montre le temps d'exécution de la nouvelle configuration ainsi que la référence.

Tableau 5.43 Temps d'exécution pour la configuration optimisée.

	UOX	MOX	UO ₂ Gd ₂ O ₃
Nouvelle configuration	471 s	465 s	494 s
Référence	1773 s	1292 s	1428 s
Écart relatif	-73 %	-64 %	-65 %

En données d'entrée, le maillage SHEM361 est conservé avec une bibliothèque CEA V5.1.2. Les études porteront donc sur la formule des six facteurs, les différents taux d'absorption ainsi que la nappe du taux de fission. Les combustibles étudiés sont l'UOX, le MOX et l'UO₂Gd₂O₃.

Dans les études qui suivent, le cas nommé Référence correspond à la combinaison la plus précise. Le tout est comparé au code stochastique TRIPOLI4.

UOX

À première vue, le facteur anti-trappe p présente de meilleurs résultats avec la nouvelle modélisation (tableau 5.44). Ce qui n'est pas logique car le maillage spatial est moins précis donc des compensations doivent avoir lieu. Par contre, le facteur d'utilisation thermique f est largement sous-estimé avec le maillage Moulin à Vent par rapport à la référence choisie.

Tableau 5.44 Formule des six facteurs pour la configuration choisie - UOX.

Type d'autoprotection	$\delta\chi$	$\delta\epsilon_{pair}$	$\delta\epsilon_{impair}$	δp	δf	$\delta\eta$	δk_{eff}
Nouvelle configuration	8	14	-9	14	-83	8	-48
Référence	7	-12	9	-109	-6	7	-104

Le tableau 5.45 permet de noter que certains groupes sont mieux calculés pour l'U238 avec un maillage de type Moulin à Vent. Le groupe rapide 1 qui encadre le seuil de la réaction (n, xn) à 6,2 MeV de l'U238 et la réaction inélastique O16 à 6,4 MeV ainsi que les fissions de deuxième et troisième chance présente de meilleurs résultats. L'erreur de 1 % observée pour la référence est réduite à 0 %. Par ailleurs, on observe aussi de meilleurs résultats pour la nouvelle configuration dans les groupes 7 et 8 qui encadrent respectivement la troisième résonance de l'U238 (36,7 eV) et la deuxième résonance à 20,9 eV. Le gain en absolu est de 17 pcm cumulé sur les deux groupes. Par contre, le domaine de recouvrement des résonances

du Zr91 (291 eV) et de l'U238 (292 eV) se voit dégradé de moitié en passant de $-15 pcm$ à $-30 pcm$. De même que le groupe 10 qui encadre la première résonance de l'U238 à 6,67 eV présente une sous-absorption passant de $-3 pcm$ (0 %) à $-24 pcm$ (-1 %).

Tableau 5.45 Taux d'absorption de l'U238 pour la configuration choisie - UOX.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		Référence		Nouvelle conf.	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	<i>1,87E-02</i>	<i>2,57E-03</i>	-1	-13	0	3
2	2,23 MeV	<i>1,63E-02</i>	<i>1,89E-03</i>	0	-8	0	4
3	494 keV	<i>1,63E-02</i>	<i>1,46E-03</i>	0	0	0	1
4	11,1 keV	<i>2,72E-02</i>	<i>2,79E-03</i>	0	4	0	0
5	748 eV	<i>4,27E-02</i>	<i>4,56E-03</i>	0	-15	-1	-30
6	76,3 eV	<i>9,80E-03</i>	<i>1,16E-02</i>	1	6	0	0
7	39,7 eV	<i>2,02E-02</i>	<i>8,46E-03</i>	2	35	1	23
8	22,5 eV	<i>2,25E-02</i>	<i>9,22E-03</i>	1	32	1	17
9	19 eV	<i>5,31E-03</i>	<i>3,82E-03</i>	-1	-3	-1	-4
10	7,6 eV	<i>4,32E-02</i>	<i>6,49E-03</i>	0	-3	-1	-24
11	4 eV	<i>7,02E-03</i>	<i>2,31E-03</i>	-1	-5	-1	-4
12	0,625 eV	<i>9,62E-03</i>	<i>2,42E-03</i>	0	-1	0	-1
13	190 meV	<i>4,19E-02</i>	<i>2,08E-03</i>	0	-12	0	-12
<i>Total</i>					15		-27

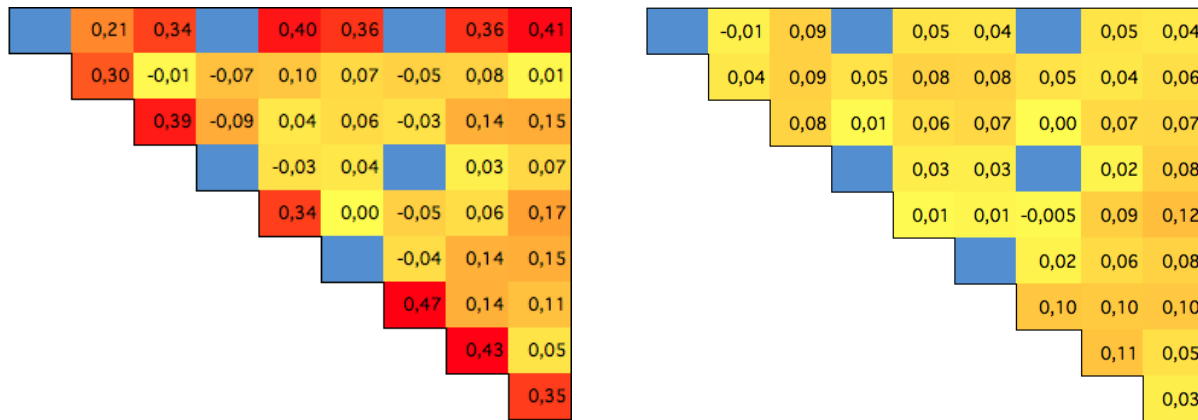
De manière générale, les résultats de la comparaison des taux d'absorption pour l'U235 (tableau 5.46) sont assez similaires entre les différentes configurations. Le seul écart notable se trouve dans les groupes 5, 6 et 7 où la nouvelle configuration semble moins performante.

Notons que malgré la réduction conséquente du nombre de régions géométriques (dégradation du maillage spatial), la configuration sélectionnée présente des résultats convenables comparée à la référence.

Par contre, le constat ne s'applique pas pour la nappe du taux de fission en figure 5.10. Une dégradation généralisée sur la périphérie du huitième d'assemblage apparaît avec l'utilisation du Moulin à Vent. L'écart enregistré par rapport au taux de fission du code stochastique est approximativement de 0,30 %. Ceci est toutefois relativement faible en comparaison au temps de calcul gagné.

Tableau 5.46 Taux d'absorption de l'U235 pour la configuration choisie - UOX.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		Référence		Nouvelle conf.	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	$1,65E-03$	$2,53E-03$	-1	-1	0	0
2	2,23 MeV	$3,57E-03$	$1,53E-03$	0	-1	0	1
3	494 keV	$5,97E-03$	$1,29E-03$	0	0	0	1
4	11,1 keV	$8,97E-03$	$1,83E-03$	0	2	0	1
5	748 eV	$2,27E-02$	$2,16E-03$	0	-4	0	-9
6	76,3 eV	$1,25E-02$	$4,08E-03$	0	-1	0	-4
7	39,7 eV	$1,32E-02$	$4,90E-03$	0	0	0	-4
8	22,5 eV	$3,84E-03$	$1,33E-02$	0	0	-1	-2
9	19 eV	$2,30E-02$	$4,56E-03$	0	8	0	1
10	7,6 eV	$5,90E-03$	$5,76E-03$	-1	-9	-1	-8
11	4 eV	$2,68E-02$	$2,64E-03$	-1	-14	0	-12
12	0,625 eV	$8,98E-02$	$2,50E-03$	0	-10	0	-4
13	190 meV	$4,08E-01$	$2,10E-03$	0	-87	0	-89
<i>Total</i>						-116	-127



(a) Nouvelle configuration.

(b) Référence.

Figure 5.10 Nappe de la différence du taux de fission normalisée en % - UOX.

MOX

Pour l'étude macroscopique du combustible MOX, les deux modèles présentent des signes opposés pour le coefficient de multiplication effectif (tableau 5.47). De même que l'UOX, le facteur anti-trappe est mieux calculé dans le schéma basé sur le maillage Moulin à Vent. Le

constat est le même pour le facteur ϵ_{impair} .

Par contre, le facteur d'utilisation thermique f et η présentent un écart plus élevé par rapport à la référence.

Tableau 5.47 Formule des six facteurs pour la configuration choisie - MOX.

Type d'autoprotection	$\delta\chi$	ϵ_{pair}	ϵ_{impair}	δp	δf	$\delta\eta$	δk_{eff}
Nouvelle configuration	65	-4	-30	82	-69	39	81
Référence	63	-24	80	-215	-21	21	-96

Pour l'Uranium 238, ce sont encore les groupes 10 et 5 qui sont impactés négativement par la nouvelle configuration, bien que cela représente près de 40 pcm de sous-absorption, l'écart relatif équivaut à 1 % (tableau 5.48), ce qui est acceptable. Pour rappel, le groupe 5 encadre le recouvrement de résonances entre le Zr91 (291 eV) et l'U238 (292 eV). Le groupe 10 correspond à la première résonance de l'U238 à 6,67 eV.

Par contre, ce qui est intéressant, c'est que dans les groupes encadrant les résonances de l'U238 (8, 7 et 6) recouvertes par celles du Pu239 et Pu240, l'écart absolu est inférieur pour la nouvelle configuration que pour la référence. La constatation s'observe aussi dans les groupes rapides, mais de façon moins marquée.

Tableau 5.48 Taux d'absorption de l'U238 pour la configuration choisie - MOX.

		TRIPOLI4		Référence	Nouvelle conf.		
Groupe	Borne sup.	Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	2,00E-02	8,48E-05	-1	-16	0	-3
2	2,23 MeV	1,65E-02	5,44E-05	0	-8	0	2
3	494 keV	1,67E-02	4,66E-05	0	-1	0	1
4	11,1 keV	2,76E-02	1,58E-04	0	3	0	0
5	748 eV	4,26E-02	4,12E-04	-1	-31	-1	-47
6	76,3 eV	9,13E-03	2,31E-04	2	21	2	16
7	39,7 eV	1,96E-02	3,57E-04	1	24	1	13
8	22,5 eV	2,12E-02	4,30E-04	1	30	1	18
9	19 eV	4,72E-03	3,75E-05	-1	-5	-1	-6
10	7,6 eV	4,04E-02	5,81E-04	0	-12	-1	-35
11	4 eV	4,87E-03	2,59E-05	-1	-5	-1	-5
12	0,625 eV	2,44E-03	1,76E-05	-1	-2	-1	-2
13	190 meV	9,22E-03	6,41E-05	0	-2	0	2
<i>Total</i>					-2		-47

Tableau 5.49 Taux d'absorption du Pu239 pour la configuration choisie - MOX.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		Référence		Nouvelle conf.	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	<i>2,55E-03</i>	<i>9,99E-06</i>	-1	-2	0	0
2	2,23 MeV	<i>4,91E-03</i>	<i>1,22E-05</i>	0	-2	0	1
3	494 keV	<i>5,27E-03</i>	<i>1,14E-05</i>	0	-1	0	0
4	11,1 keV	<i>6,84E-03</i>	<i>2,52E-05</i>	1	7	1	6
5	748 eV	<i>2,35E-02</i>	<i>1,28E-04</i>	0	5	0	-2
6	76,3 eV	<i>1,72E-02</i>	<i>1,79E-04</i>	0	4	0	-3
7	39,7 eV	<i>3,10E-03</i>	<i>5,55E-05</i>	8	25	8	24
8	22,5 eV	<i>3,14E-03</i>	<i>9,20E-05</i>	1	2	0	1
9	19 eV	<i>3,43E-02</i>	<i>3,23E-04</i>	1	24	0	9
10	7,6 eV	<i>1,83E-03</i>	<i>1,93E-05</i>	-1	-2	-1	-2
11	4 eV	<i>1,17E-02</i>	<i>7,03E-05</i>	-1	-10	-1	-13
12	0,625 eV	<i>1,58E-01</i>	<i>1,11E-03</i>	0	-10	0	-19
13	190 meV	<i>1,82E-01</i>	<i>1,07E-03</i>	-1	-97	0	-9
<i>Total</i>					-56		-7

Pour le Pu239, le comportement des deux combinaisons est assez similaire sauf pour les groupes 9 et 13 (tableau 5.49). Le premier groupe encadre une résonance du Plutonium 239 et est mieux calculé avec un maillage spatial de type Moulin à Vent.

Le groupe thermique est aussi mieux calculé avec la nouvelle configuration. En absolu, l'écart est important, mais vis-à-vis d'une étude relative, la sous-absorption est négligeable. On suppose que la dérive provient d'une sur-absorption des neutrons lors de leur ralentissement au sein de l'Uranium 238.

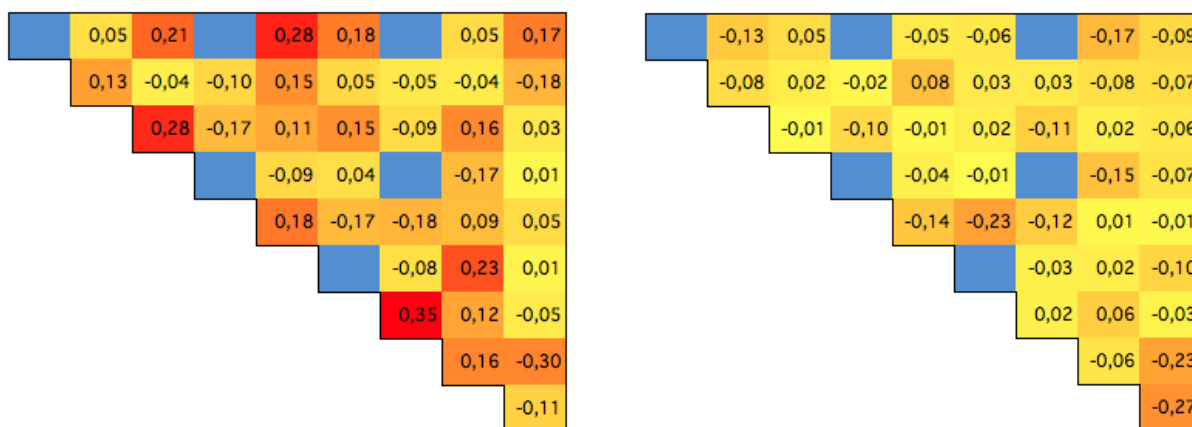
Pour le Plutonium 240, les résultats du tableau 5.50 sont satisfaisants. Néanmoins, pour le groupe 11, il y a un écart significatif entre la référence et la nouvelle configuration. Les premières résonances du Pu240 et du Pu242 sont encadrées par ce groupe. Au niveau de la référence, une sous-absorption notable de $-11 pcm$ est constatée. Pour la configuration choisie, cette dernière se dégrade pour atteindre $-52 pcm$, ce qui engendre une erreur de 1%.

De manière générale, les résultats des études sur les taux d'absorption sont acceptables pour la nouvelle configuration lorsque l'on prend en compte la réduction significative du temps de calcul.

Tableau 5.50 Taux d'absorption du Pu240 pour la configuration choisie - MOX.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		Référence		Nouvelle conf.	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	1,05E-03	4,14E-06	-1	-1	0	0
2	2,23 MeV	1,67E-03	4,31E-06	0	-1	0	0
3	494 keV	6,64E-04	1,50E-06	0	0	0	0
4	11,1 keV	1,14E-03	7,40E-06	2	2	2	2
5	748 eV	4,55E-03	5,27E-05	-2	-11	-3	-12
6	76,3 eV	4,18E-03	9,10E-05	1	5	1	3
7	39,7 eV	2,54E-03	8,19E-05	1	2	0	1
8	22,5 eV	1,42E-03	5,00E-05	-1	-2	-3	-4
9	19 eV	4,28E-05	2,65E-07	-1	0	-1	0
10	7,6 eV	9,44E-05	7,72E-07	-1	0	-1	0
11	4 eV	9,82E-02	8,74E-04	0	-11	-1	-52
12	0,625 eV	1,13E-02	8,03E-05	-1	-10	-1	-12
13	190 meV	1,87E-02	1,12E-04	0	-7	0	3
<i>Total</i>						-34	-72

De même que pour l'UOX, la nappe du taux de fission est dégradée avec le maillage Moulin à Vent (figure 5.11). La plupart des cellules présentant un écart significatif sont localisées à la périphérie de l'assemblage. À la différence du premier combustible, ce ne sont pas toutes les cellules situées à la limite de l'assemblage mais uniquement certaines à proximité d'un trou d'eau. Mais il est nécessaire de relativiser et de noter le fait que même les plus grands écarts sont inférieurs ou égaux à 0,35 %. Ce qui rend cette configuration viable.



(a) Nouvelle conf.

(b) Référence.

Figure 5.11 Nappe de la différence du taux de fission normalisée en % - MOX.

UO₂Gd₂O₃

Pour l'UOX gadoliné, les observations macroscopiques sont singulièrement les mêmes que pour les cas précédents (tableau 5.51). On retrouve un facteur anti-trappe moins bien calculé pour la référence. Cela est dû principalement à une suppression de compensations. De même, le facteur d'utilisation thermique f et η présentent des écarts importants par rapport au code stochastique dans la nouvelle configuration.

Tableau 5.51 Formule des six facteurs pour la configuration choisie - UO₂Gd₂O₃.

Type d'autoprotection	$\delta\chi$	$\delta\epsilon_{pair}$	$\delta\epsilon_{impair}$	δp	δf	$\delta\eta$	δk_{eff}
Nouvelle configuration	82	24	4	-28	-112	-62	-91
Référence	80	-12	19	-152	-42	-18	-125

Pour l'U238 (tableau 5.52), le comportement est en tout point similaire à celui observé pour l'UOX et le MOX. Le recouvrement de résonances du Zr91 (292 eV) et de l'U238 à (292 eV) du groupe 5 est moins bien calculé pour la nouvelle configuration. La sous-absorption passe de $-11 pcm$ à $-26 pcm$. Un comportement semblable est observé pour le groupe 10 qui correspond à la première résonance de l'U238 à 6,67 eV. Le résultat se dégrade de 23 pcm. Par contre, les résonances de l'U238 à 20,9 eV et 36,7 eV sont mieux calculées avec le maillage de type Moulin à Vent avec un gain de 27 pcm.

Tableau 5.52 Taux d'absorption de l'U238 pour la configuration choisie - UO₂Gd₂O₃.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		Référence		Nouvelle conf.	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	<i>1,86E-02</i>	<i>0,009134</i>	-1	-13	0	4
2	2,23 MeV	<i>1,63E-02</i>	<i>0,007181</i>	0	-8	0	4
3	494 keV	<i>1,63E-02</i>	<i>0,006688</i>	0	0	0	1
4	11,1 keV	<i>2,71E-02</i>	<i>0,015389</i>	0	4	0	1
5	748 eV	<i>4,25E-02</i>	<i>0,027737</i>	0	-11	-1	-26
6	76,3 eV	<i>9,77E-03</i>	<i>0,072888</i>	1	6	0	0
7	39,7 eV	<i>2,01E-02</i>	<i>0,052174</i>	2	35	1	23
8	22,5 eV	<i>2,23E-02</i>	<i>0,059186</i>	1	32	1	17
9	19 eV	<i>5,28E-03</i>	<i>0,019511</i>	-1	-3	-1	-4
10	7,6 eV	<i>4,30E-02</i>	<i>0,041356</i>	0	1	-1	-24
11	4 eV	<i>6,92E-03</i>	<i>0,011243</i>	-1	-4	-1	-4
12	0,625 eV	<i>8,91E-03</i>	<i>0,012575</i>	0	0	0	-1
13	190 meV	<i>3,59E-02</i>	<i>0,01174</i>	0	-13	0	-12
<i>Total</i>					26		-21

Tableau 5.53 Taux d'absorption de l'U235 pour la configuration choisie - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$.

Groupe	Borne sup.	TRIPOLI4		Référence		Nouvelle conf.	
		Taux	Erreur %	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	<i>1,60E-03</i>	<i>0,009038</i>	-1	-1	0	0
2	2,23 MeV	<i>3,45E-03</i>	<i>0,005891</i>	0	-1	0	1
3	494 keV	<i>5,76E-03</i>	<i>0,005568</i>	0	0	0	1
4	11,1 keV	<i>8,64E-03</i>	<i>0,008989</i>	0	2	0	1
5	748 eV	<i>2,19E-02</i>	<i>0,010984</i>	0	-4	0	-9
6	76,3 eV	<i>1,20E-02</i>	<i>0,021616</i>	0	-1	0	-4
7	39,7 eV	<i>1,27E-02</i>	<i>0,026717</i>	0	0	0	-4
8	22,5 eV	<i>3,70E-03</i>	<i>0,077696</i>	0	0	-1	-2
9	19 eV	<i>2,21E-02</i>	<i>0,025768</i>	0	8	0	1
10	7,6 eV	<i>5,66E-03</i>	<i>0,031654</i>	-1	-4	-1	-8
11	4 eV	<i>2,55E-02</i>	<i>0,013249</i>	0	-9	0	-12
12	0,625 eV	<i>8,12E-02</i>	<i>0,012866</i>	0	0	0	-10
13	190 meV	<i>3,48E-01</i>	<i>0,011554</i>	0	-104	0	-96
<i>Total</i>					-114		-139

Pour le taux d'absorption de l'Uranium 235 (tableau 5.53), les résultats sont similaires entre les deux modèles. Néanmoins, on remarque une légère dégradation pour la nouvelle configuration dans les groupes énergétiquement inférieur à 748 eV. Pour la référence, il n'y a que l'écart du groupe thermique qui correspond principalement à la sur-absorption observée dans les groupes intermédiaires de l'Uranium 238.

Pour les isotopes du Gadolinium, il n'y a pas d'écart entre l'utilisation du Moulin à Vent ou du Raffiné comme maillage spatial. La seule remarque est l'apparition d'une sur-absorption dans le groupe thermique pour les isotopes suivants : Gadolinium 157, Hydrogène 1, Bore 10. La sur-absorption totale est de l'ordre d'une soixantaine de pcm.

Pour la nappe du taux de fission (figure 5.12), les écarts observés dans les études précédentes se retrouvent. Ce sont les cellules en périphérie de l'assemblage qui présentent la plus grande dispersion. À contrario du MOX, le combustible situé au sein de la géométrie ne présente pas d'écarts significatifs par rapport à la référence. L'écart le plus important noté atteint 0,52 %, ce qui rend tout de même la nappe du taux de fission acceptable.

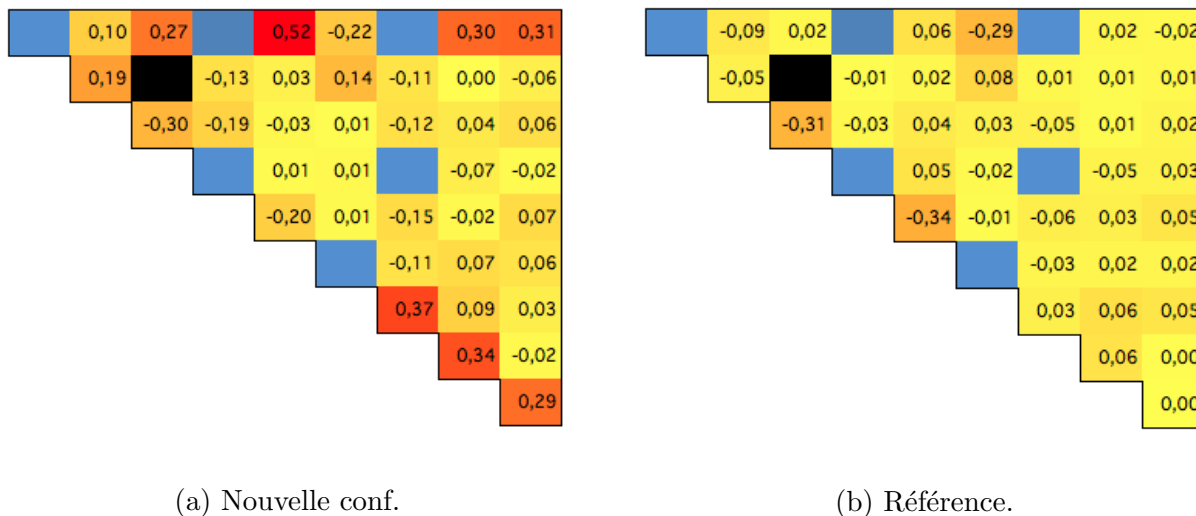


Figure 5.12 Nappe de la différence du taux de fission normalisée en % - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$.

Pour conclure cette étude, l'objectif principal est de proposer une combinaison d'options permettant d'apporter de meilleurs résultats que les schémas de calcul actuels tout en se rapprochant de leurs temps d'exécution. Par rapport à la configuration de référence, le temps de calcul a été réduit de plus de 60 % (jusqu'à -73 % pour l'UOX).

Au niveau de l'étude macroscopique, les résultats sont satisfaisants avec des facteurs anti-trappe inférieurs à ceux de la combinaison la plus précise. Cependant, cela est dû à des compensations d'écarts. Les autres facteurs ont des écarts plus élevés, notamment le facteur d'utilisation thermique f .

Pour les études microscopiques, trois constatations sont récurrentes pour les différents types de combustible. Tout d'abord, les résonances de l'U238 à $20,9$ eV et $36,7$ eV sont mieux calculées avec le maillage de type Moulin à Vent. Ceci est intéressant car normalement, les résultats devraient être dégradés. Par contre, on retrouve bien la première résonance de l'U235 à $6,67$ eV et le recouvrement de résonances entre le Zr91 et l'U238 moins bien calculés avec la configuration choisie. Malgré ces remarques, l'utilisation du maillage spatial Moulin à Vent est justifiée.

Au niveau de la nappe du taux de fission, une dégradation significative s'observe. Elle est principalement localisée sur les cellules situées en périphérie de l'assemblage. Une possibilité d'amélioration serait peut-être de remplacer le maillage Moulin à Vent par un maillage Raffiné sur les cellules périphériques. Mais d'une manière générale, les écarts sont acceptables.

5.4.2 DRAGON5

L’objectif ici est d’introduire un schéma de calcul DRAGON5 similaire au SHEM-MOC ”amélioré” présenté dans ce mémoire. Bien que l’on essaye d’introduire les mêmes concepts que pour APOLLO2, les éléments diffèrent, ce qui peut apporter d’autres points de recherche à approfondir. Les options sélectionnées sont les suivantes :

- Autoprotection : *Subgroup Projection Method* développée par Hébert (2009b) ;
- Maillage énergétique : SHEM295 basé sur une DRAGLIB ;
- Calcul du flux : MOC développée par Le Tellier (2006) et CI pour les sous-groupes ;
- Modélisation spatiale du terme source dans le MOC : Linéaire ;
- Maillage géométrique : Raffiné (l’Hyper Raffiné n’étant pas exécutable sous DRAGON5).

Comme présenté dans le tableau 5.54, le temps d’exécution de DRAGON5 est beaucoup plus long qu’APOLLO2. Il y a différentes explications à cela. Tout d’abord la méthode d’accélération du calcul MOC du code canadien est moins performante que le code français. De plus, il n’y a pas de coupure énergétique liée à l’effet d’upscattering. Donc on retrouve les itérations thermiques sur un plus grand domaine énergétique que pour APOLLO2.

Tableau 5.54 Temps d’exécution des configurations DRAGON5.

	UOX	MOX	UO ₂ Gd ₂ O ₃
Sous-groupes	20 880 s	28 380 s	25 560 s

Notons que DRAGON5 n’utilisant pas d’APOLIB, des écarts provenant des données nucléaires apparaissent. Cela s’observe pour des taux de réaction faibles. Des écarts négligeables en absolu peuvent avoir des écarts relatifs importants mais non significatifs. À contrario d’APOLLO2, on choisit de ne présenter que les écarts absolus pour DRAGON5.

UOX

Du point de vue macroscopique, l’écart du k_{eff} est sous-estimé de $300 pcm$ par DRAGON5. Le tableau 5.55 présente les écarts absolus sur les taux d’absorption de différents noyaux dans l’UOX en pcm entre DRAGON5 et TRIPOLI4. Bien que les résultats soient moins bons que ceux d’APOLLO2, les écarts sont relativement faibles. Certains groupes présentent des erreurs élevées, notamment le groupe 1 de l’U238. Celui-ci concerne le seuil de réaction (n,xn) de l’U238, la diffusion inélastique de l’O16 ainsi que les fissions de deuxième et troisième chance. On y note une sous-absorption de $-46 pcm$.

Le groupe 5 qui regroupe le recouvrement de résonances entre le Zr91 ($291 eV$) et la résonance

de l'U238 à 292 eV sur-absorbe de 39 pcm. À plus faible énergie, le groupe 10 (Résonance de l'U238 à 6,67 eV) pour l'U238 et le groupe 12 (première résonance de l'U235) pour l'U235 ont des écarts respectifs de 48 pcm et -109 pcm.

Néanmoins, en prenant en compte le fait que les bibliothèques sont différentes ainsi que les maillages énergétiques, on peut conclure que cette configuration pour DRAGON5 est tout à fait acceptable.

Tableau 5.55 Taux d'absorption pour l'UOX - DRAGON5.

Groupes	Borne sup.	U235	U238	H1	O16	B10	B11
		Δa	Δa	Δa	Δa	Δa	Δa
1	19,6 MeV	-4	-46	0	2	0	0
2	2,23 MeV	-9	-40	0	0	0	0
3	494 keV	-2	-1	0	0	0	0
4	11,1 keV	7	17	0	0	0	0
5	748 eV	10	39	0	0	0	0
6	76,3 eV	7	-1	0	0	0	0
7	39,7 eV	16	6	0	0	0	0
8	22,6 eV	7	18	0	0	0	0
9	19 eV	13	-1	0	0	0	0
10	7,6 eV	-10	48	-1	0	-1	0
11	4 eV	-13	-5	-2	0	-2	0
12	0,625 eV	-109	-11	-8	0	-9	0
13	190 meV	51	3	-4	0	-5	0
<i>Total</i>		-37	27	-15	2	-18	0

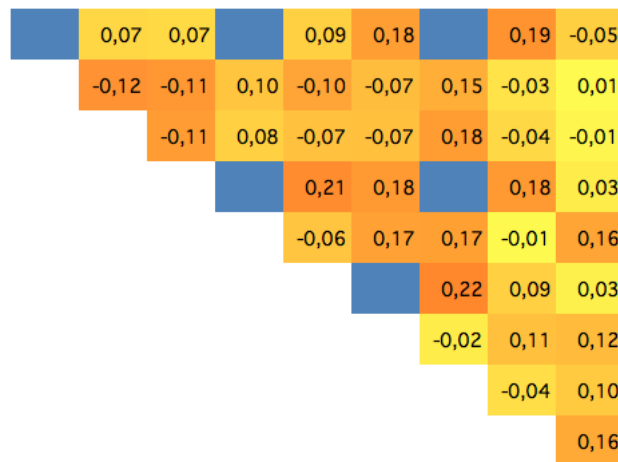


Figure 5.13 Nappe de la différence du taux de fission normalisée pour l'UOX en % - DRAGON5.

La figure 5.13 représente la distribution spatiale de l'erreur relative du taux de fission normalisé à un neutron source. Les écarts sont relativement faibles avec un maximum de 0,22 % pour le crayon (7,6). DRAGON5 présente un moins bon calcul pour les cellules étant proches des trous d'eau. Par contre, pour les pastilles en périphérie d'assemblage, les résultats sont quasiment confondus avec la référence TRIPOLI4.

MOX

Pour le combustible MOX, les résultats sont acceptables comme le montre le tableau 5.56. On retrouve toujours l'écart significatif dans l'Uranium 238 au niveau du groupe rapide 1. Des sur-absorptions apparaissent au niveau de la première et la deuxième résonance de l'U238 à 6,67 eV et 20,9 eV. Il y a un élément important à noter. Au niveau des groupes 12 et 13, nous observons une compensation des absorptions entre les deux groupes. Pour le groupe 12, un problème de discrétisation de la résonance du Pu239 à 0,3 eV apparaît. Nous pouvons nous demander si elle est suffisamment discrétisée par le maillage SHEMA295. Ces quelques remarques influent significativement sur le coefficient de multiplication effectif avec une sous-estimation de $-262 pcm$ de la part de DRAGON5.

Tableau 5.56 Taux d'absorption pour le MOX - DRAGON5.

Groupes	Borne sup.	U235	U238	Pu239	Pu240	Pu241
		Δa	Δa	Δa	Δa	Δa
1	19,6 MeV	0	-47	-6	-3	-1
2	2,23 MeV	-1	-37	-11	-4	-2
3	494 keV	0	-1	-3	0	0
4	11,1 keV	0	10	7	2	2
5	748 eV	1	-3	25	-2	4
6	76,3 eV	0	17	24	10	0
7	39,7 eV	1	0	6	5	4
8	22,6 eV	0	27	2	15	0
9	19 eV	-1	-2	45	0	8
10	7,6 eV	-1	26	-3	0	2
11	4 eV	-1	-3	-8	-25	-2
12	0,625 eV	-2	-3	-199	-15	-23
13	190 meV	6	9	49	16	15
<i>Total</i>		6	-7	-73	-1	9

La figure 5.14 représente les nappes des différences du taux de fission normalisées pour le MOX. Les résultats sont moins bon comparés au calcul APOLLO2, mais ils restent acceptables. Les erreurs associées sont toutes inférieures à 0,6 %. Les crayons présentant le

plus grand écart sont localisés à proximité des trous d'eau et ne contiennent que du combustible haute teneur. Les pastilles moyenne teneur et basse teneur sont celles qui sont le mieux calculées.

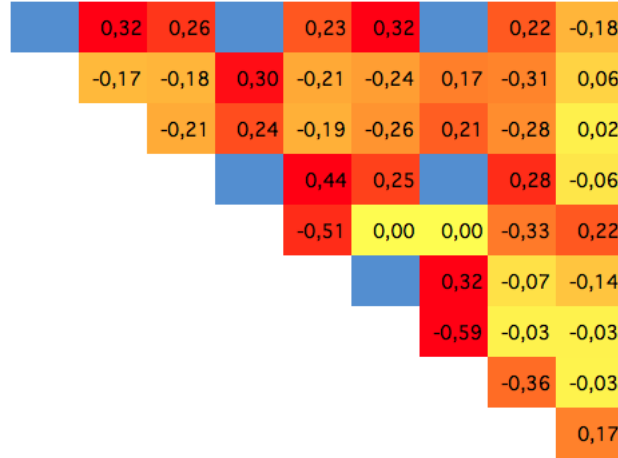


Figure 5.14 Nappe de la différence du taux de fission normalisée pour le MOX en % - DRAGON5.

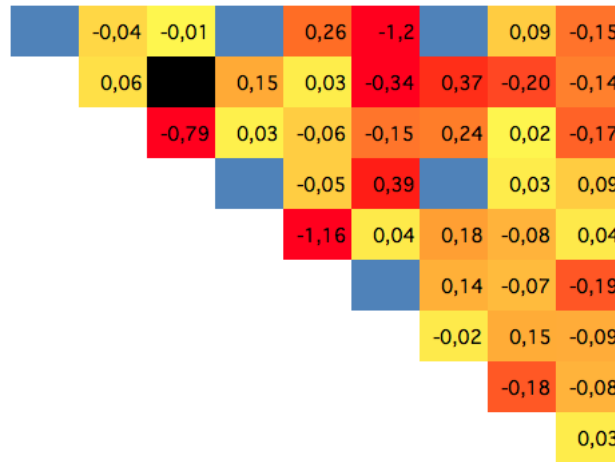
$\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$

Pour le tableau 5.57, on a choisi de ne représenter que les isotopes ayant des écarts significatifs avec la référence stochastique. L'U238 présente toujours une sous-absorption dans le groupe rapide avec près de -46 pcm . Par ailleurs, le groupe 5 qui correspond à une zone de recouvrement entre le Zr91 et le U238 sur-absorbe de 123 pcm . La première résonance de l'Uranium 238 (groupe 10) à $6,67 \text{ eV}$ présente une sur-absorption non négligeable de 50 pcm . Pour les autres isotopes, les écarts sont localisés dans les groupes thermiques 12 et 13. L'Uranium 235 sur-absorbe de 50 pcm dans le groupe 13. Mais étant la région contenant toutes les fissions, le taux d'absorption est élevé, ce qui relativise l'écart en absolu. Du fait des différentes compensations pour l'U238, le résultat du coefficient multiplicatif est excellent avec un écart de 6 pcm .

Comme le présente la figure 5.15, des résultats significativement dégradés au niveau des crayons gadolinés sont observés. Celui qui présente un écart conséquent est localisé en (6,1) avec un écart de l'ordre de $-1,2 \%$. Pour les deux autres pastilles gadolinées localisées en (3,3) et (5,5), les écarts sont respectivement de l'ordre de $-0,79 \%$ et $-1,16 \%$. Ces écarts affectent les cellules environnantes. Au niveau des autres cellules, les résultats restent corrects et significativement inférieurs au pour cent. L'effet du Gadolinium sur les écarts est néanmoins non négligeable et devrait être étudié plus en profondeur.

Tableau 5.57 Taux d'absorption pour l' $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - DRAGON5.

Groupes	Borne sup.	U235	U238	Gd155	Gd157	H1
		pcm	Δa	Δa	Δa	Δa
1	19,6 MeV	-4	-46	0	0	0
2	2,23 MeV	-9	-41	0	0	0
3	494 keV	-3	-3	0	0	0
4	11,1 keV	5	45	0	0	0
5	748 eV	4	123	1	0	0
6	76,3 eV	5	-1	0	1	0
7	39,7 eV	13	4	1	0	0
8	22,6 eV	8	21	1	1	0
9	19 eV	13	-3	0	1	0
10	7,6 eV	-13	50	-1	0	-1
11	4 eV	-20	-7	4	-1	-3
12	0,625 eV	-108	-7	-7	-29	-7
13	190 meV	50	3	-12	-56	3
<i>Total</i>		-60	134	-13	-84	-8

Figure 5.15 Nappe de la différence du taux de fission normalisée pour l' $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ en % - DRAGON5.

En guise de conclusion, les deux modélisations sélectionnées pour APOLLO2 et DRAGON5 sont moins précises que la combinaison la plus précise disponible. Cependant, le schéma APOLLO2 simplifié est plus rapide, bien que son temps d'exécution soit significativement plus long que le REL2005 (10 s). Par contre, DRAGON5 n'est pas utilisable sur le plan industriel du fait de son temps d'exécution particulièrement long. De plus, une mauvaise modélisation de la réaction $(n, 2n)$ de la part de la DRAGLIB s'observe de manière récurrente dans le

groupe rapide de l'U238. Il conviendrait de relancer le modèle avec une autre bibliothèque.

CHAPITRE 6

VALIDATION EN ÉVOLUTION

Après avoir validé le schéma à temps 0, il convient d'effectuer la même démarche pour le cas où le combustible des cellules évolue. De nombreux éléments doivent être pris ici en compte. Il est possible d'influer sur la méthode de résolution, le choix des pas de temps, l'utilisation d'une technique de prédicteur-correcteur, la normalisation, etc.

Pour ce projet, l'évolution est faite jusqu'à une irradiation de 60 GWj/t . Les pas choisis sont ceux proposés par le CEA (annexe D.1), afin de s'assurer d'une convergence optimale. Il en est de même pour l'autoprotection des résonances. En effet, cette étape de la chaîne de calcul n'est pas réalisée à chaque pas de temps mais à certains pas bien précis. Le but étant d'allier convergence et vitesse d'exécution des calculs.

Les différents cas étudiés sont le cas référence et la configuration choisie. Les combustibles considérés sont l'UOX, le MOX et l'UOX gadoliné.

Pour rappel, les options choisies dans APOLLO2 sont les suivantes :

Référence :

- Autoprotection des sous-groupes ;
- SHEM à 361 groupes ;
- Maillage géométrique Raffiné ;
- Modélisation linéaire du terme source dans le MOC ;
- Développement en polynômes de Legendre à l'ordre 3 pour la correction de l'anisotropie de la loi de choc.

Configuration choisie :

- Autoprotection des sous-groupes ;
- SHEM à 361 groupes ;
- Maillage géométrique de type Moulin à Vent ;
- Modélisation linéaire du terme source dans le MOC ;
- Développement en polynômes de Legendre à l'ordre 3 pour la correction de l'anisotropie de la loi de choc.

À contrario de la validation à temps 0, l'étude en évolution ne se concentre que sur l'analyse du facteur de multiplication effectif et de la concentration de différents isotopes. Les éléments intéressants pour la validation sont les actinides mineurs, majeurs ainsi que certains

produits de fission.

Du fait du manque de temps lors du séjour au CEA/SPRC/LEPh, les calculs n'ont pu être totalement réalisés sous TRIPOLI4D. Afin de proposer quand même une étude en évolution, le code stochastique utilisé est SERPENT2. Une validation entre SERPENT2 et TRIPOLI4 est proposée en annexe E ainsi que les résultats obtenus pour l'UOX avec TRIPOLI4D en annexe F.

De plus, il est nécessaire de préciser que les chaînes d'évolution entre APOLLO2 et SERPENT2 ne sont pas les mêmes, ce qui implique des écarts supplémentaires.

La figure 6.1 illustre les cellules considérées pour l'étude des concentrations des actinides et des produits de fission. Celles en rouge sont pour l'UOX, en vert pour le MOX et en bleu pour l'UOX gadoliné.

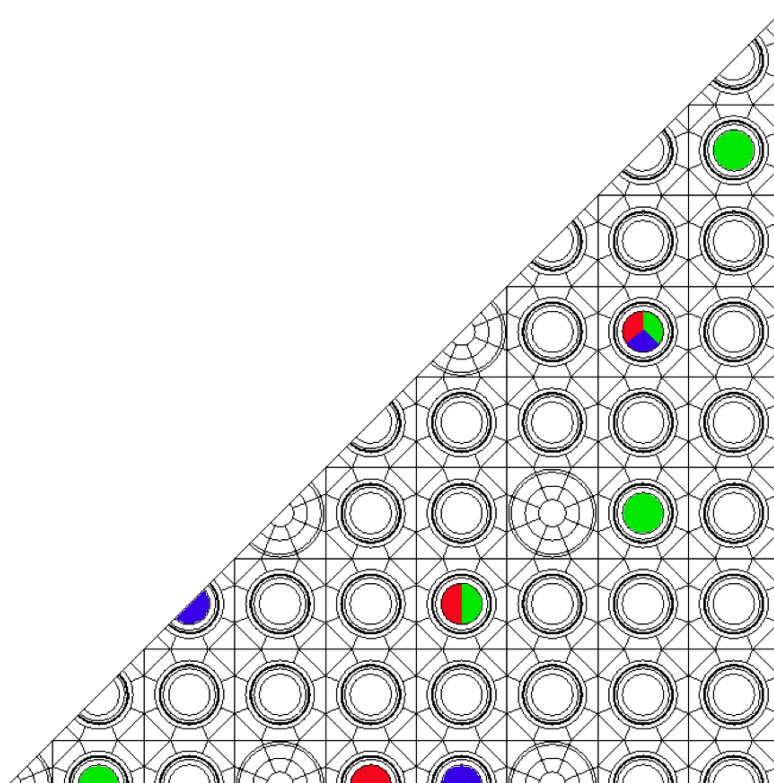


Figure 6.1 Cellules considérées pour l'étude en évolution.

Dans ce chapitre, les configurations sont donc la configuration la plus précise pour APOLLO2 et la configuration optimale DRAGON5 présentée dans la section 5.4.2.

6.1 APOLLO2

6.1.1 UOX

La première étape de validation est d'étudier l'évolution des Néodymes. Ces isotopes ont la particularité de varier linéairement en fonction de l'irradiation. Ils permettent donc d'indiquer s'il y a un problème dû à la normalisation entre chaque pas d'évolution.

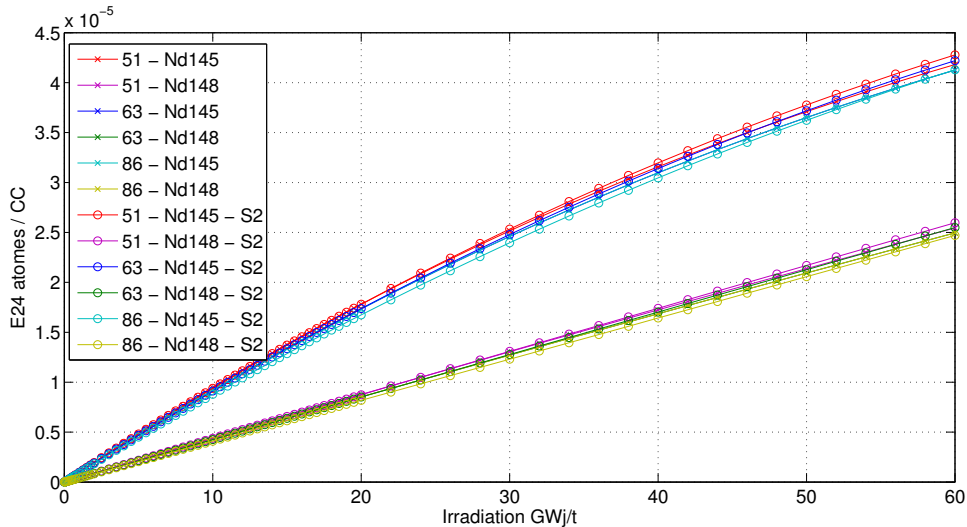


Figure 6.2 Évolution du Nd145 et du Nd148 pour le P3 RAF LISU avec sous-groupes - UOX.

Afin de garder une certaine consistance à ce mémoire, les pastilles (5,1) (UOX), (2,1) (MOX) et (3,1) (UOX gadoliné) seront présentées, le reste est disponible dans les annexes.

Comme le montre la figure 6.2, les résultats sont cohérents entre SERPENT2 et APOLLO2. Il est intéressant de remarquer que l'irradiation diffère en fonction de la pastille, ce qui montre l'importance de l'environnement pour l'évolution du combustible.

D'une manière globale, le facteur de multiplication effectif présente de bons résultats (figure 6.3). Mais il est plus intéressant d'observer l'écart entre la référence et le code stochastique (figure 6.4). Des dérives sont observées. Pour Sanchez-Coste, elles sont d'environ $-350 pcm$ alors que pour les sous-groupes elles sont d'environ $-300 pcm$.

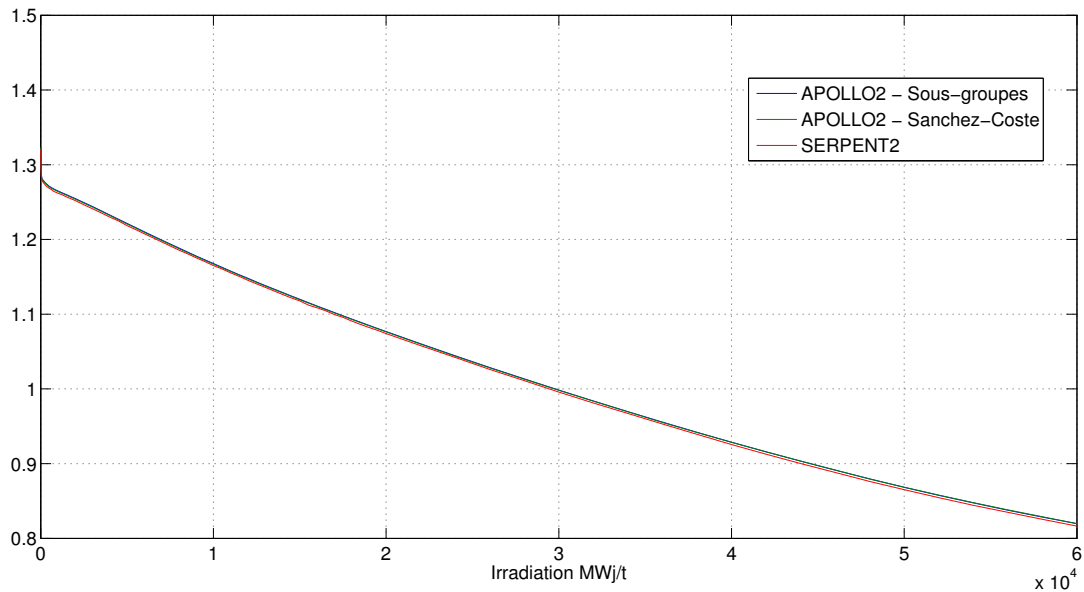


Figure 6.3 Évolution du k_{eff} en fonction de l'irradiation - UOX.

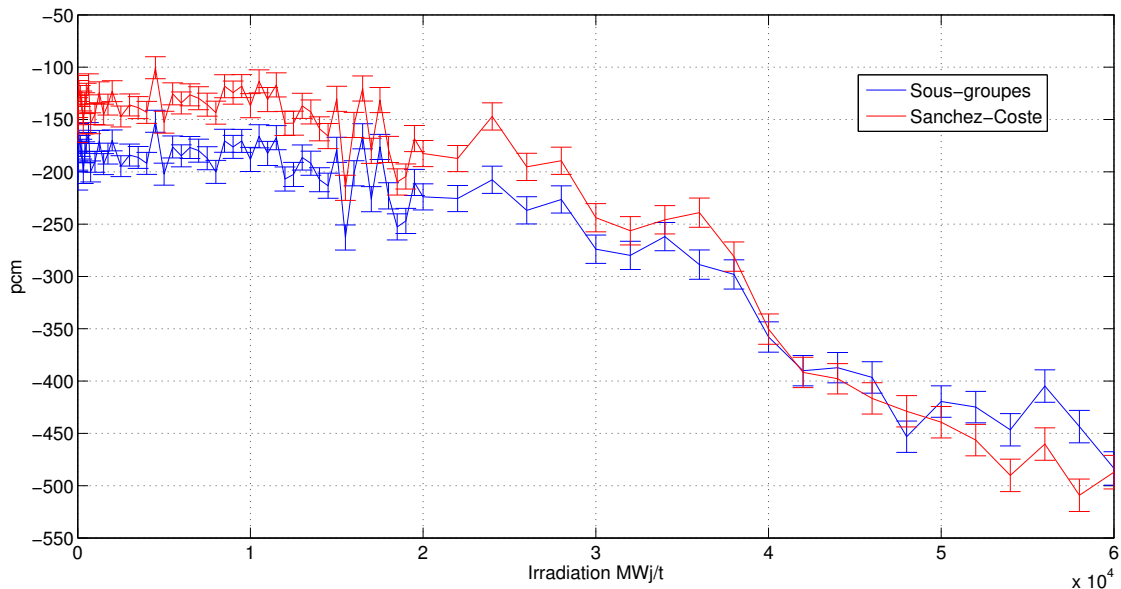


Figure 6.4 Évolution de l'erreur du k_{eff} en fonction de l'irradiation - UOX.

Le premier constat est que le calcul basé sur la méthode de Sanchez-Coste donne des résultats plus proches de ceux de SERPENT2 à $t = 0$, mais elle présente une plus grande dérive en fonction de l'irradiation. Dans la partie validation à temps 0, la méthode des sous-groupes est plus proche de TRIPOLI4. L'explication vient du fait des bibliothèques des données nucléaires. En effet, SERPENT2 utilise directement les informations produites par ENDF alors

que TRIPOLI4 (et TRIPOLI4D) utilise la bibliothèque CEA V5.1.2 qui est compilée par le CEA tout comme celle utilisée pour APOLLO2. D'où ce changement de tendance. Ce qui ressort clairement, c'est que la méthode des sous-groupes présente des résultats similaires à la méthode de Sanchez-Coste.

Une dégradation s'observe pour les deux calculs déterministes lors de l'augmentation des espacements entre pas de temps. Cela montre un manque de convergence généralisé, et il serait peut-être plus intéressant de réduire l'espacement entre les pas de temps plutôt que d'utiliser la méthode de prédicteur-correcteur dans SERPENT2. Des études de convergences seraient à faire dans de futurs travaux.

Comme spécifié précédemment, les bibliothèques utilisées sont différentes, donc il est préférable de présenter l'évolution des concentrations en absolu plutôt que leurs écarts à des fins de comparaison. C'est un choix arbitraire où nous privilégions l'étude qualitative à l'étude quantitative. Tout d'abord, les résultats pour les actinides sont représentés dans les figures 6.5 à 6.7.

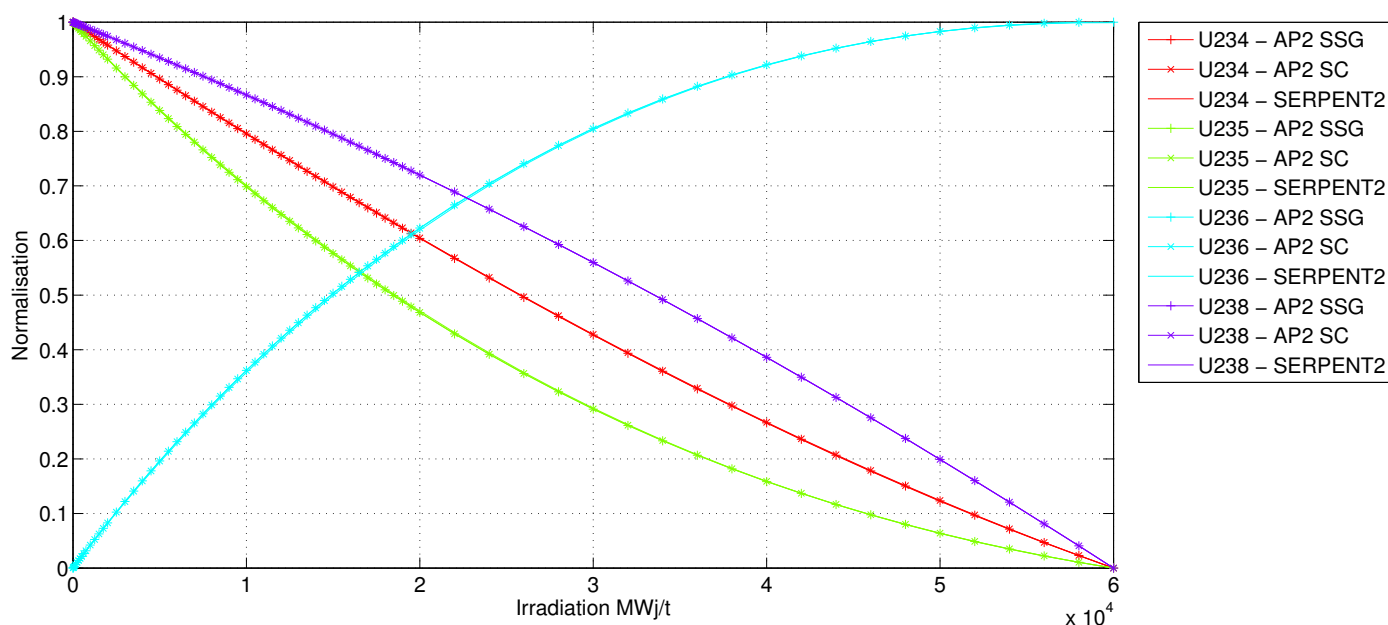


Figure 6.5 Évolution des concentrations de l'Uranium - UOX - (5,1).

Il est à noter que les concentrations sont normalisées. La raison n'est pas physique mais uniquement pratique. Afin de ne pas alourdir ce mémoire, certains isotopes sont regroupés sur une même figure même si les échelles de concentrations sont différentes. Ce qui est intéressant

dans notre cas, c'est d'étudier l'allure ainsi que les écarts entre les différentes méthodes de calcul. Donc une normalisation de type "min max" $((y - min)/(max - min) ==> [0, 1])$ est appliquée.

Pour l'Uranium, les résultats des calculs déterministes et de la référence sont confondus. Au niveau de l'erreur relative, l'U236 et l'U238 ne présentent aucune erreur. Il n'y a que l'U235 et l'U234 qui ont une sur-production de 1 % à 60 GWj/t dans APOLLO2.

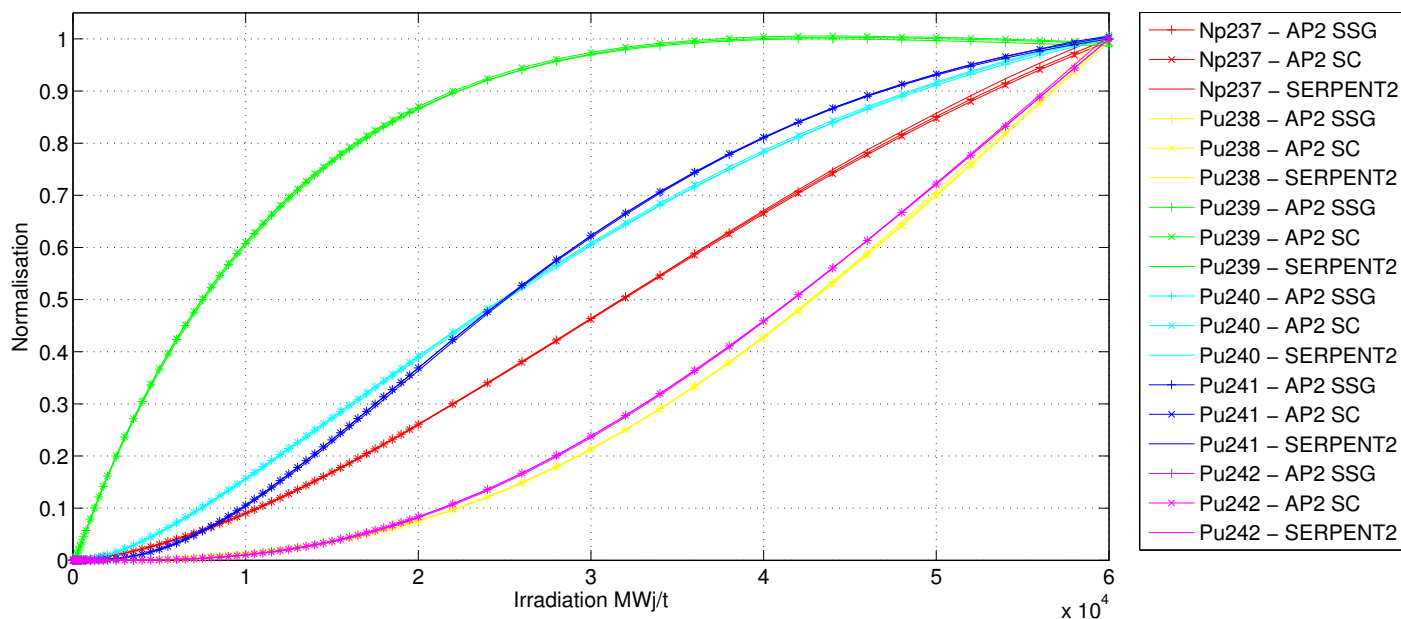


Figure 6.6 Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - UOX - (5,1).

De même que pour l'Uranium, le Plutonium de la figure 6.6 est bien calculé quelle que soit la méthode d'autoprotection. Le seul isotope qui présente des écarts à irradiation élevée est le Neptunium 237. En moyenne, les écarts observés pour ces isotopes sont de l'ordre de -1% (sous-production du code déterministe). Le plus grand écart est d'environ de $-1,5\%$.

Par ailleurs, il est important de noter que pour le Plutonium notamment, des écarts relatifs extrêmement élevés (plusieurs milliers de pour-cent) sont observés à très faible irradiation. L'origine de ces erreurs est l'utilisation de bibliothèques différentes entre APOLLO2 et SERPENT2. De petites différences entre ces dernières prennent des proportions énormes lorsque les concentrations sont faibles. Cet effet pourrait provenir du fait que la convergence du calcul d'évolution diffère d'un code à l'autre.

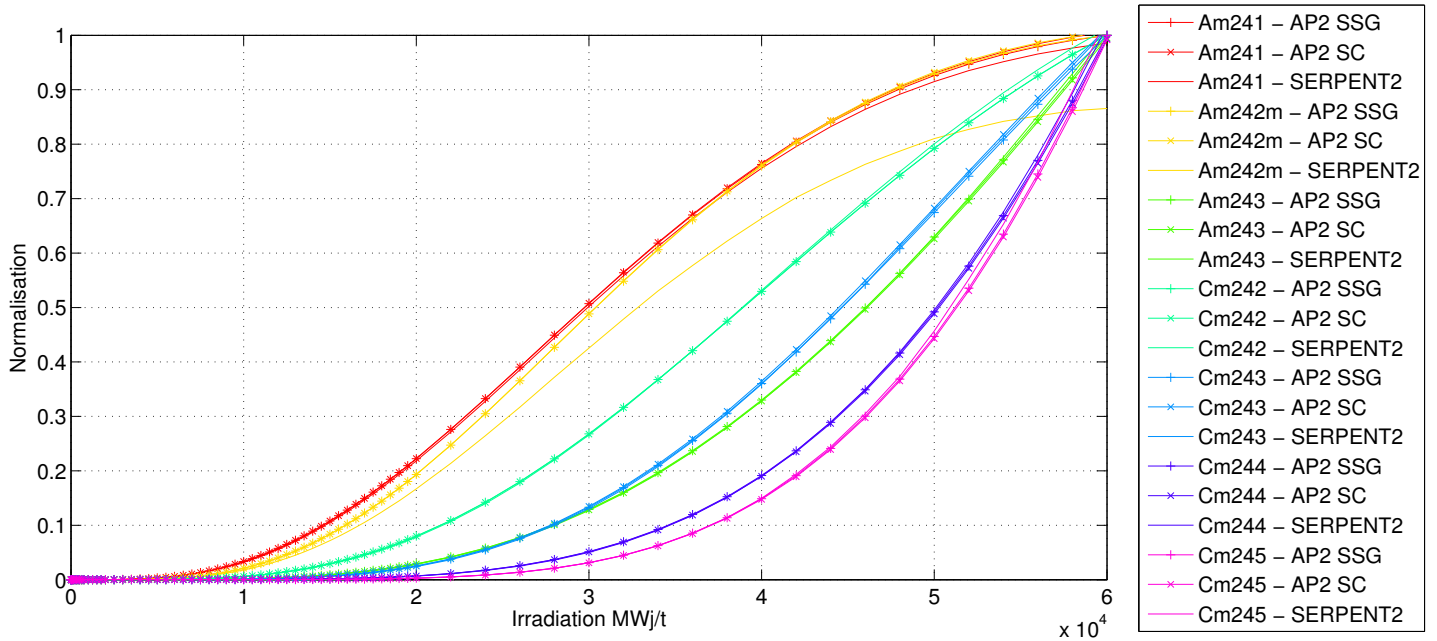


Figure 6.7 Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - UOX - (5,1).

De manière générale, la figure 6.7 relatif aux actinides mineurs présente de bons résultats mais moins précis que ceux présentés précédemment. En effet, l'Américium et le Curium sont des isotopes en fin de la chaîne de filiation radioactive de l'Uranium 238, donc ils accumulent toutes les erreurs de leurs isotopes pères. Les deux éléments qui divergent sont le Cm245 à partir de 5 GWj/t et l'Am242m dès $1,5 \text{ GWj/t}$. Pour le premier, la sous-production par APOLLO2 est de -3% et pour le deuxième, la sur-production est de 1% . Pour l'Am242m, l'écart absolu semble très élevé mais sa concentration est faible. L'une des explications viendrait du rapport d'embranchement de l'Am241. Cet isotope produit de l'Am242m par réaction (n, γ) . Or ce rapport diffère entre APOLLO2 (13%) et DRAGON5/SERPENT2 ($11,5\%$).

Les figures 6.8 et 6.9 présentent l'évolution des produits de fission. Que cela soit pour la méthode des sous-groupes ou le Sanchez-Coste, les résultats sont meilleurs que ceux observés pour les actinides. En effet, à part exception, les erreurs sont inférieures à $0,5\%$ alors que pour les actinides, les écarts atteignent 1% . Néanmoins, deux produits de fission se distinguent des autres, ce sont l'Argent 109 et le Samarium 147. Pour le premier, la divergence apparaît dès 1 GWj/t et atteint une sous-production par APOLLO2 de -8% . Cependant, cet écart a tendance à se réduire en relatif lorsque l'irradiation et donc la concentration augmente. Pour le Samarium 147, l'erreur est plus faible avec une sur-production d'APOLLO2 de 2% à 60 GWj/t .

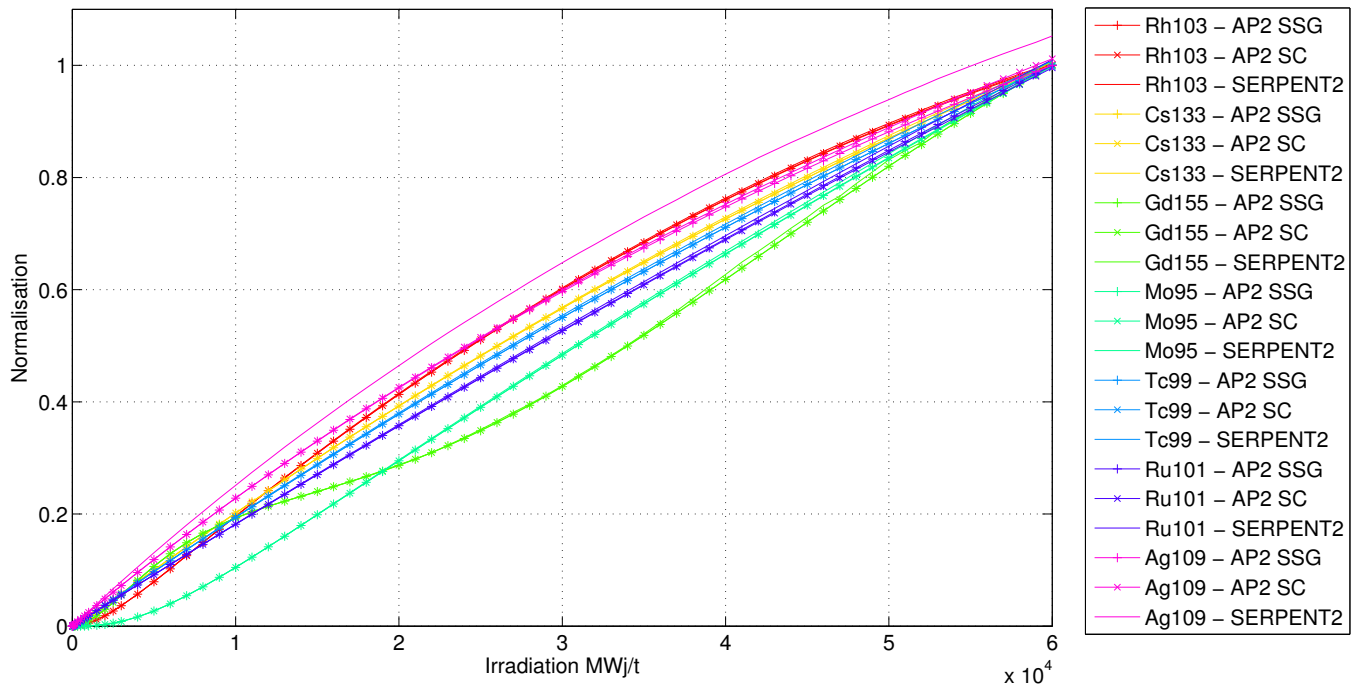


Figure 6.8 Évolution des concentrations des produits de fission (1)- UOX - (5,1).

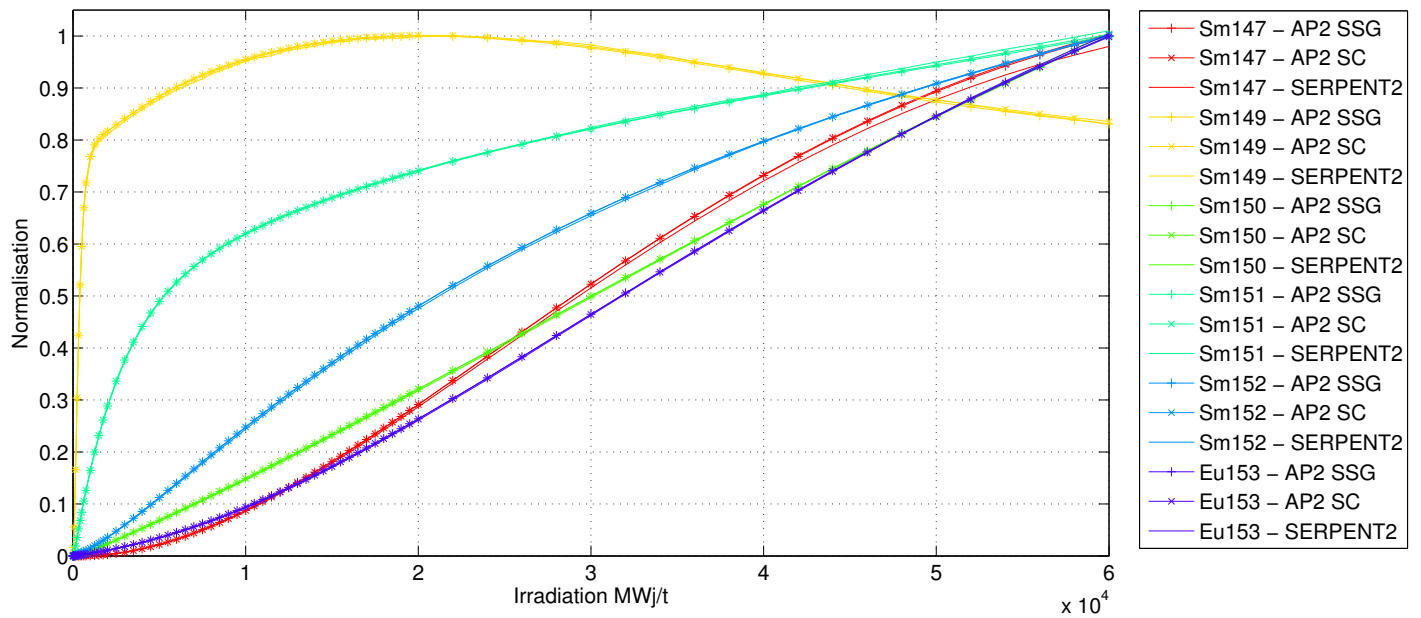


Figure 6.9 Évolution des concentrations des produits de fission (2)- UOX - (5,1).

Pour l'UOX, la méthode des sous-groupes donne des résultats au moins aussi précis que le Sanchez-Coste. Les écarts observés par rapport à SERPENT2 ne proviennent donc pas de l'autoprotection.

6.1.2 MOX

De même que pour l'UOX, la figure 6.10 présente l'évolution de la concentration des Nd145 et Nd148 pour les 5 pastilles considérées. Comme l'on peut voir, les résultats SERPENT2 et APOLLO2 sont confondus, ce qui indique un bon calage au niveau de l'irradiation. Nous présentons uniquement les résultats pour la cellule (2,1). Cette dernière se trouve face au trou d'eau contenant le tube guide.

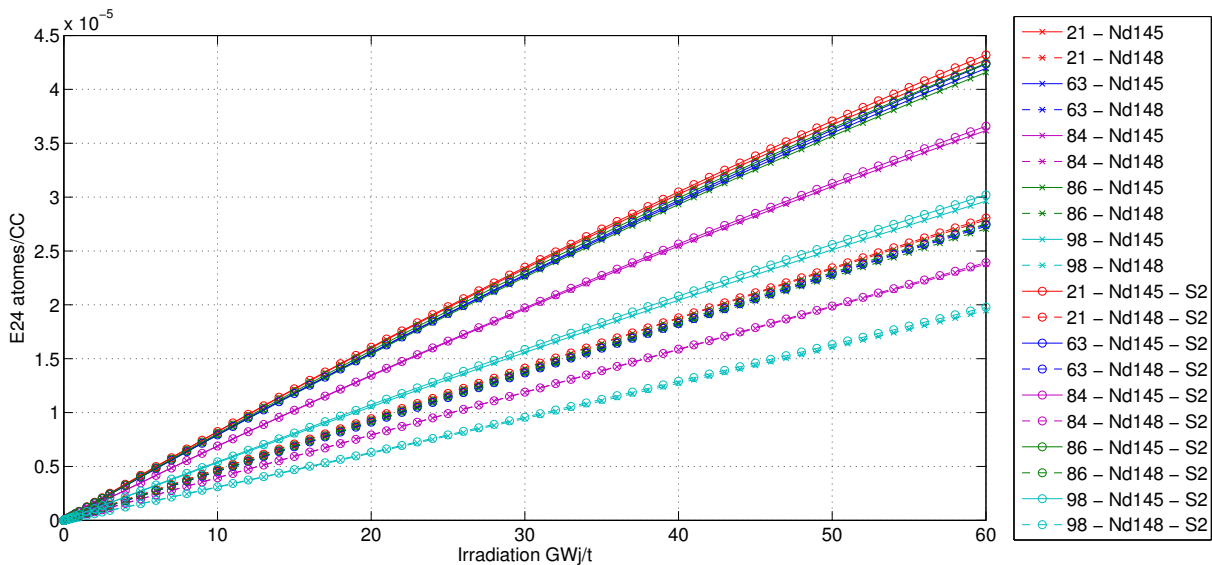


Figure 6.10 Évolution du Nd145 et du Nd148 pour le P3 RAF LISU avec sous-groupes - MOX.

La figure 6.11 présente l'évolution du facteur de multiplication effectif pour le MOX.

Lorsque l'on observe l'erreur du k_{eff} avec la figure 6.12, le premier constat est que la méthode des sous-groupes et la méthode dite de Sanchez-Coste présentent des résultats quasiment similaires. C'est un résultat encourageant pour la méthode des sous-groupes bien que la dérive soit légèrement plus forte pour cette approche. Au niveau de l'écart observé avec le code de référence, l'explication vient du choix de la correction de l'anisotropie de la loi de choc. Comme observé dans la validation à temps 0, le k_{eff} n'est pas bien calculé en P3 mais du point de vue microscopique, les résultats sont significativement meilleurs.

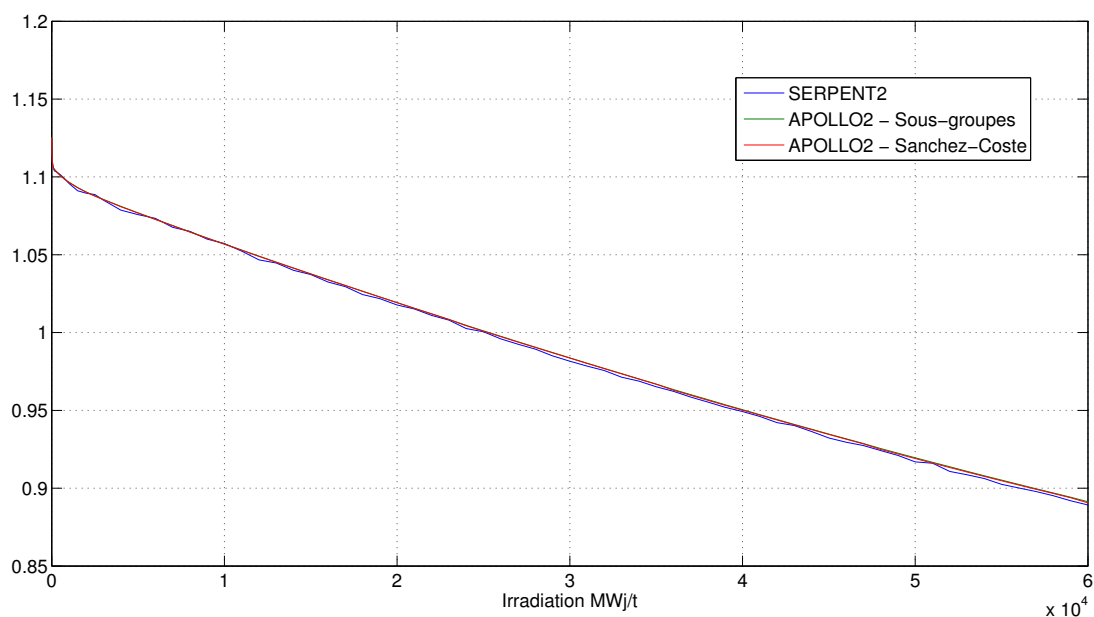


Figure 6.11 Évolution du k_{eff} en fonction de l'irradiation - MOX.

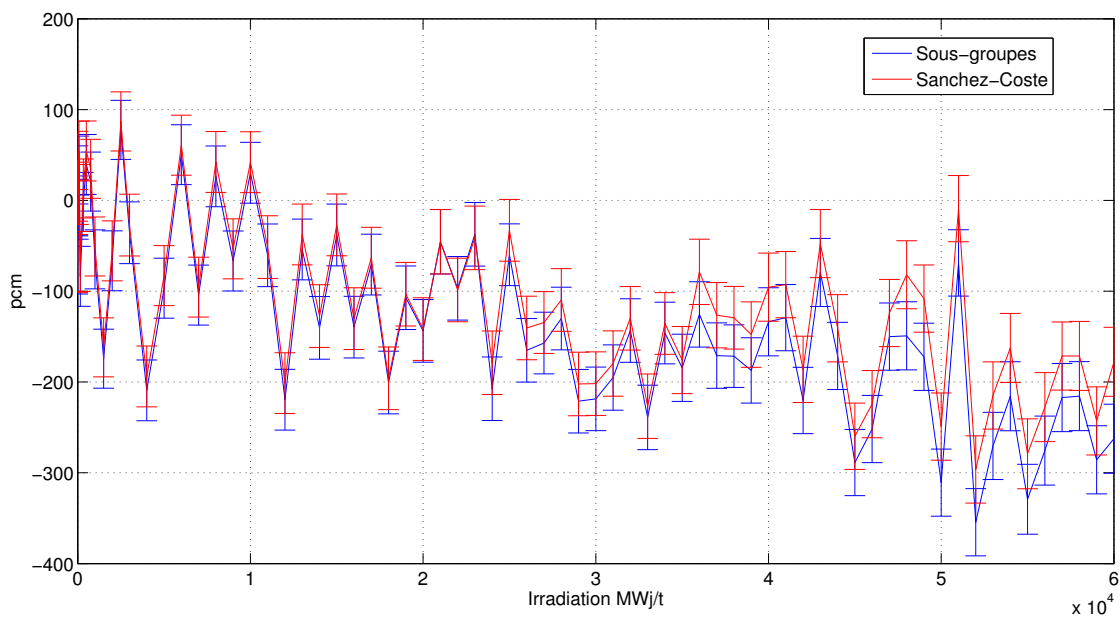


Figure 6.12 Évolution de l'erreur du k_{eff} en fonction de l'irradiation - MOX.

Par rapport à l'UOX, la figure 6.13 présente une production de l'U234 qui provient de la désintégration α du Pu238. Les résultats sont légèrement moins bons comparés au cas précé-

dent, notamment pour l'U236 avec une sous-production par APOLLO2 de -1% . L'Uranium 235 est aussi concerné bien que cela ne se voit pas sur le graphique. À 60 GWj/t , le code déterministe produit un excédent de 2% d'U235 quelle que soit la méthode d'autoprotection. Il n'y a pas réellement d'explication. L'U235 est créé par (n, γ) de l'U234, $(n, 2n)$ de l'U236 et décroissance α du Pu239. Or l'U234 ne présente pas d'écart significatif (sur-production de $0,5\%$), de même que l'U236 et le Pu239. Donc le problème pourrait provenir des données liées à la fission.

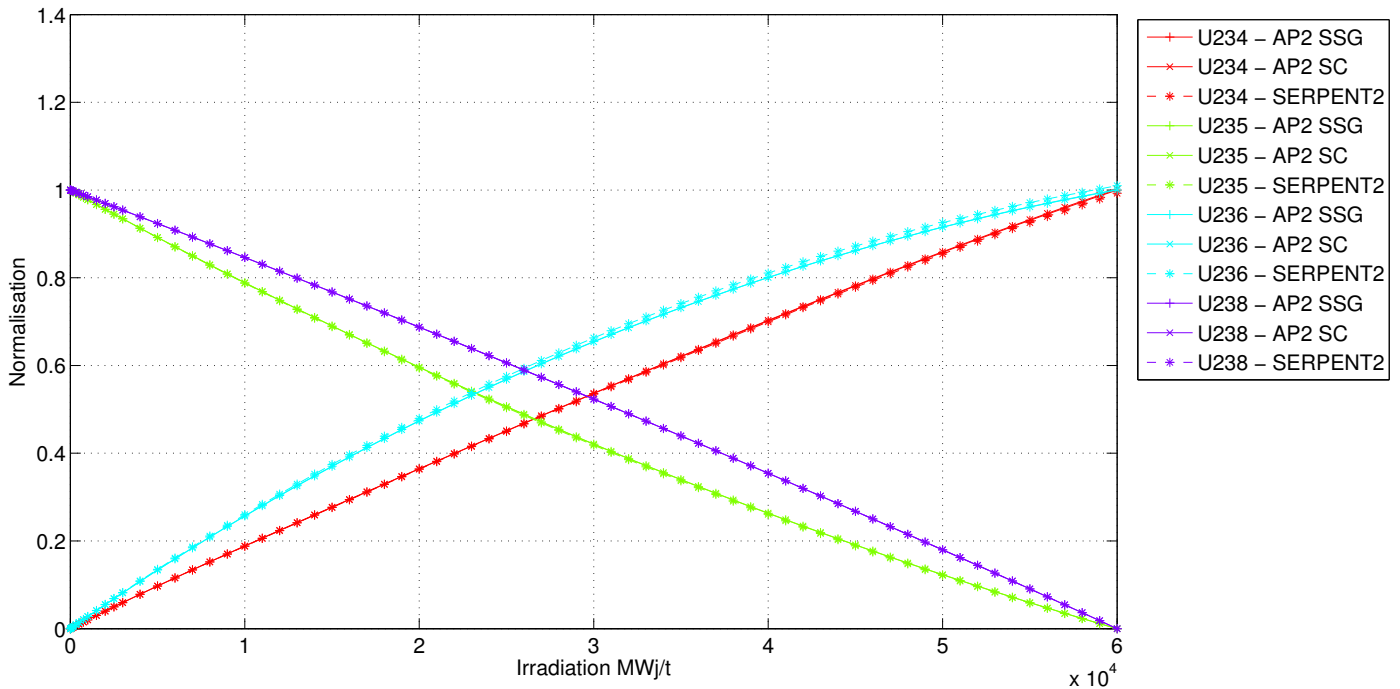


Figure 6.13 Évolution des concentrations de l'Uranium - MOX - (2,1).

La figure 6.14 présente l'évolution des Plutoniums et du Neptunium. Que cela soit en absolu ou en relatif, les résultats sont excellents et inférieurs au pour cent. La méthode des sous-groupes est très sensiblement plus précise.

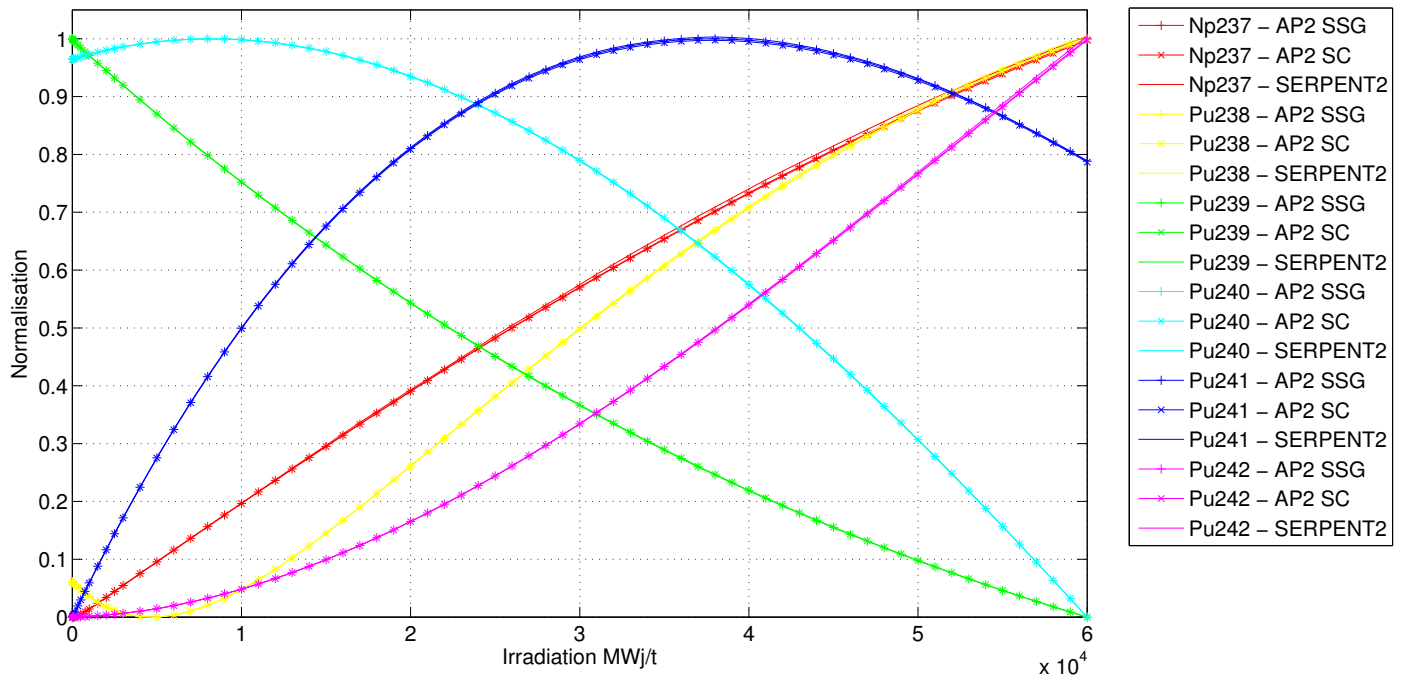


Figure 6.14 Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - MOX - (2,1).

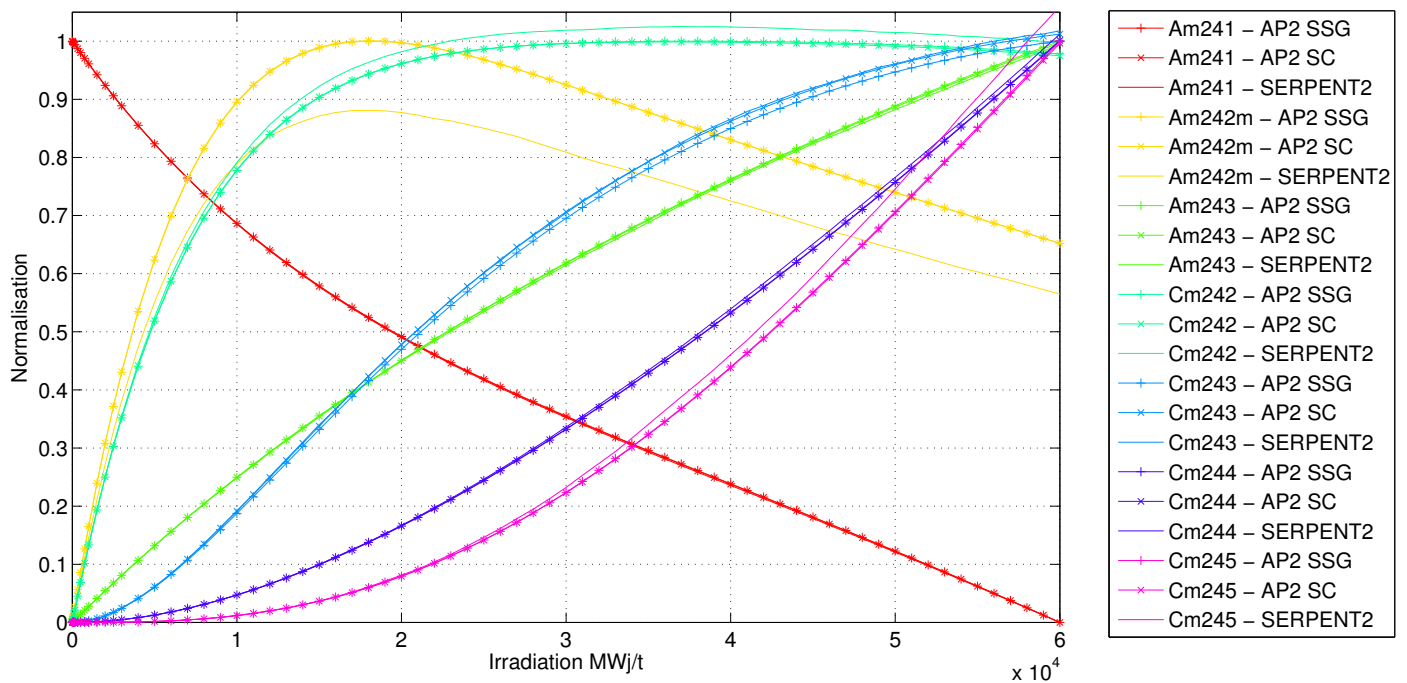


Figure 6.15 Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - MOX - (2,1).

La figure 6.15 présente l'évolution des Curiums et des Américiums en fonction de l'irradiation. Entre la méthode des sous-groupes et la technique de Sanchez-Coste, les résultats sont confondus. Par contre, par rapport au code stochastique, les écarts sont plus marqués. Notamment l'Américium 242m avec une sur-production constante de 15% due à la différence du rapport d'embranchement entre les différents codes. L'Am241 et l'Am243 sont correctement calculés. Par contre, tous les Curium présentent une sous-production de -2% sauf le Cm245 qui atteint -6% à 60 GWj/t . Mis à part l'Am242m, tous les autres isotopes présentent des résultats acceptables du fait de leur emplacement dans la chaîne de filiation radioactive de l'U238.

Il est à noter que pour le MOX, il y a du Plutonium présent en début de l'irradiation. D'où la disparition des très grands écarts relatifs observés à très faible irradiation observés pour l'UOX.

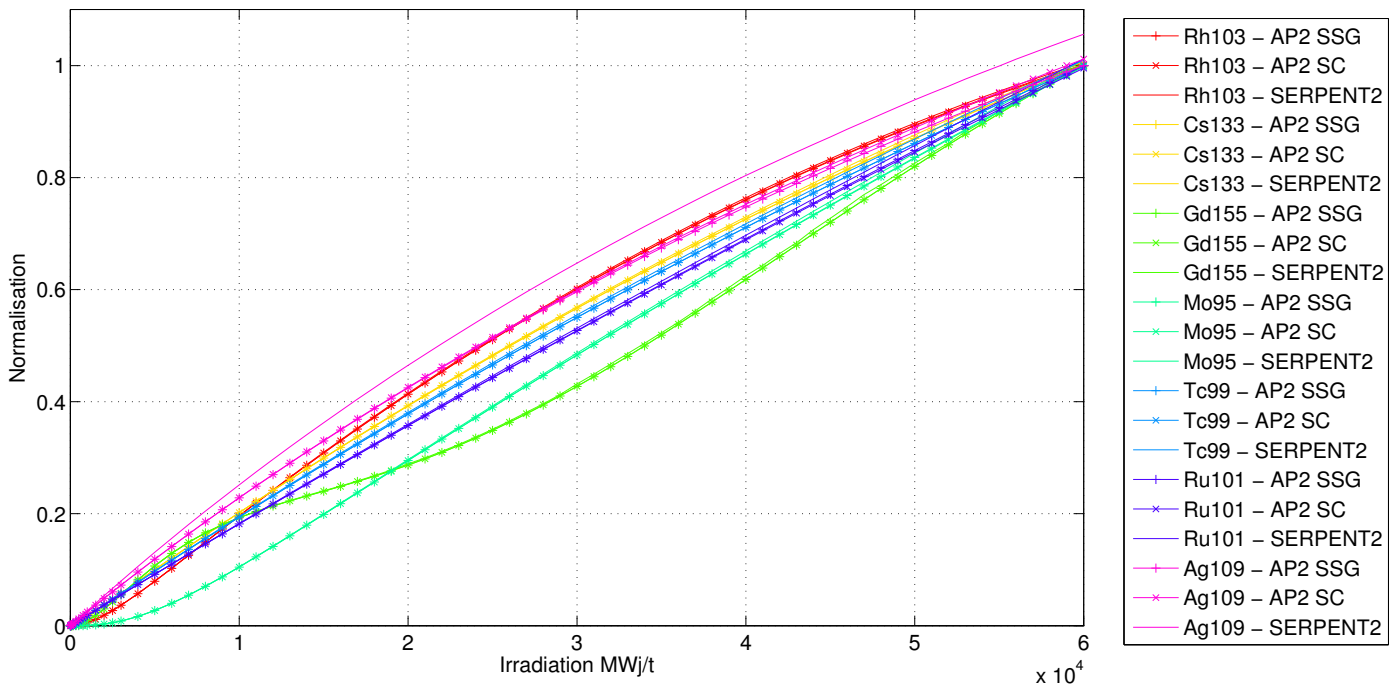


Figure 6.16 Évolution des concentrations des produits de fission (1) - MOX - (2,1).

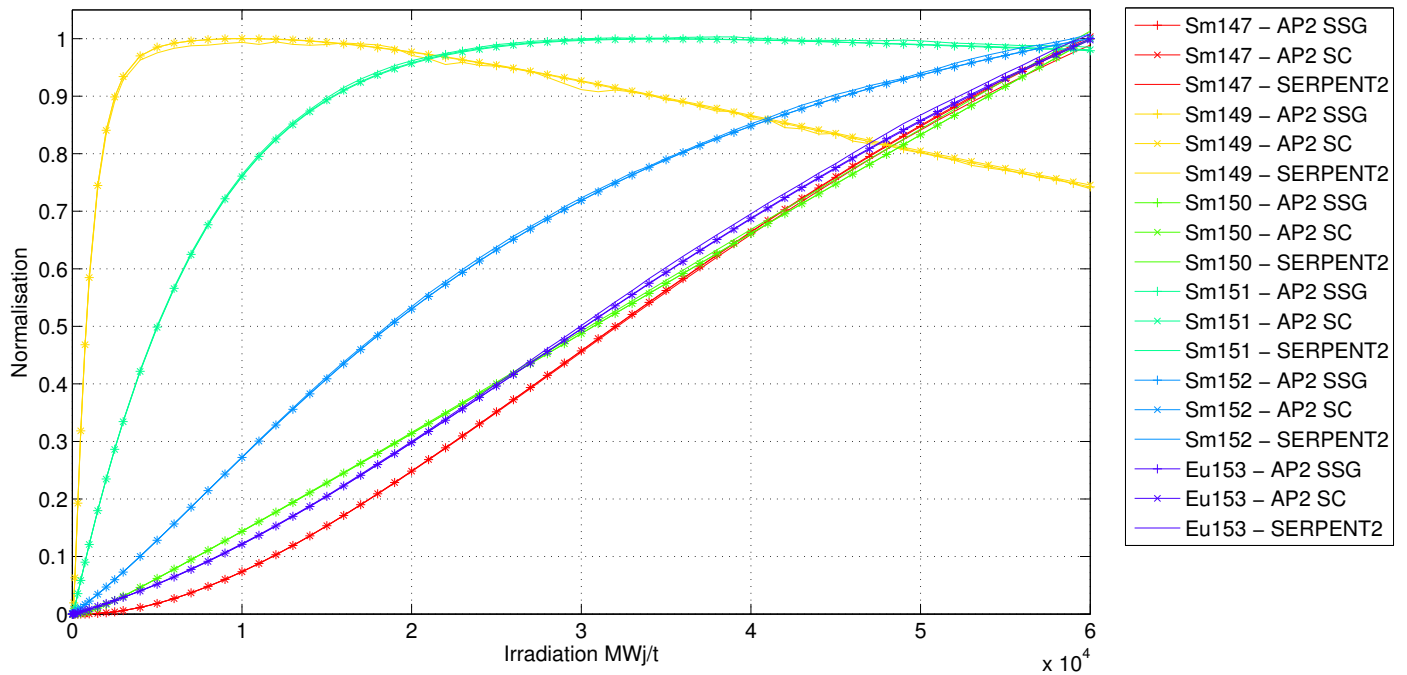


Figure 6.17 Évolution des concentrations des produits de fission (2) - MOX - (2,1).

Les figures 6.16 et 6.17 représentent l'évolution des produits de fission. Les résultats sont très satisfaisants, néanmoins, on retrouve toujours la même forte différence pour l'Argent 109. Ce dernier présente une sous-production de -5% à 60 GWj/t . Pour les autres isotopes, la plupart des écarts sont entre 0% et $-1,5\%$. Il n'y a que le Samarium 147 qui est sur-produit dans APOLLO2 et atteint 1% à 60 GWj/t . D'ailleurs, quelle que soit la méthode d'autoprotection, les résultats sont similaires.

Bien qu'il y ait une légère dégradation au niveau du calcul de l'Uranium 235, les résultats sont tout aussi satisfaisants qu'avec le combustible UOX. Il reste l'UOX gadoliné à valider, mais avoir validé l'UOX et le MOX pour les sous-groupes qui présentent des résultats similaires au Sanchez-Coste est encourageant.

6.1.3 $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$

La dernière partie de ce chapitre concerne l'assemblage UOX contenant des cellules d'Oxyde d'Uranium avec du Gadolinium. Le premier constat en étudiant l'évolution de Néodymes de la figure 6.18 est que les deux codes n'ont pas de décalage au niveau de l'irradiation.

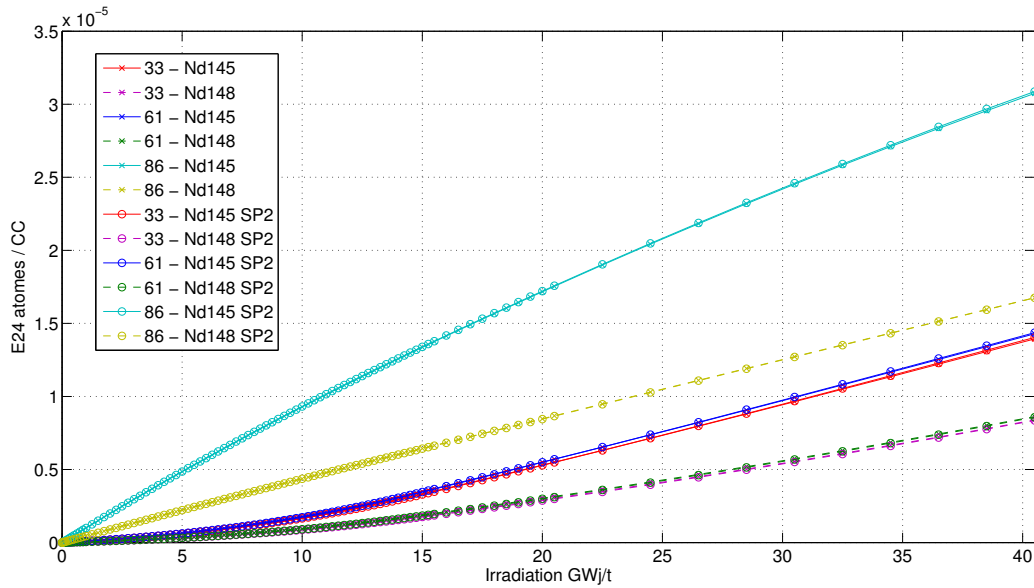


Figure 6.18 Évolution du Nd145 et du Nd148 pour le P3 RAF LISU avec sous-groupes - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$.

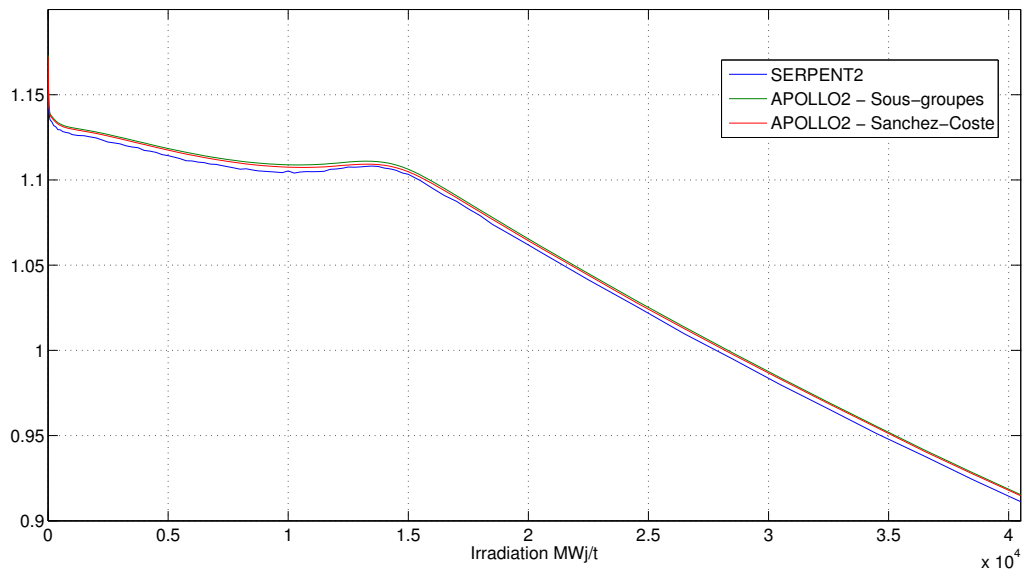


Figure 6.19 Évolution du k_{eff} en fonction de l'irradiation - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$.

Nous présentons les figures 6.19 et 6.20 qui correspondent à l'évolution du k_{eff} . Bien que la tendance soit la même quel que soit le code, un décalage est observé. À la fin de

l'irradiation, l'écart atteint $-500 pcm$ pour les sous-groupes et $-425 pcm$ pour le Sanchez-Coste. Cet écart s'observe déjà à temps 0. La dérive est à peu près similaire entre les deux méthodes d'autoprotection. Néanmoins, la modélisation du pic de réactivité à $1,2 GWj/t$ est bien effectuée. Il correspond au moment où tout le Gadolinium a été consommé.

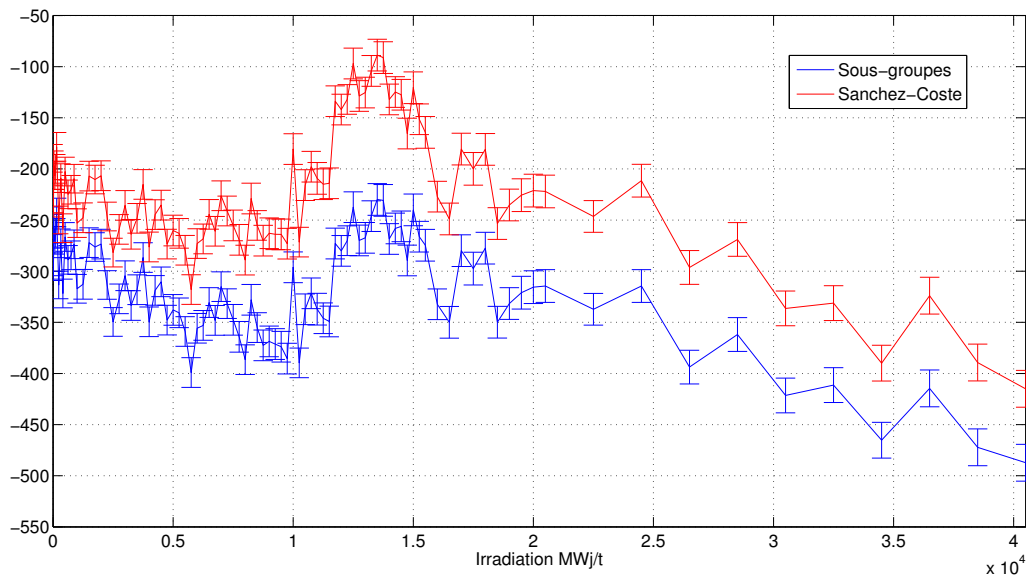


Figure 6.20 Évolution de l'erreur du k_{eff} en fonction de l'irradiation - $UO_2Gd_2O_3$.

La figure 6.21 montre que les Uraniums sont représentés correctement dans la cellule (3,3) qui contient du Gadolinium. Par contre, en observant la figure 6.22, un problème apparaît. La plupart des isotopes présentent des écarts significatifs, le seul correctement représenté est le Np237. Ce sont donc les Plutoniums qui présentent une mauvaise estimation. Le constat n'est pas propre à APOLLO2 car l'étude de l'assemblage gadoliné sous DRAGON5 arrive à la même conclusion.

Il conviendrait de sérieusement analyser le problème avec des études plus poussées. Utiliser TRIPOLI4D permet de cerner plus précisément le problème en supprimant l'inconnue liée à la bibliothèque de données nucléaires. De plus, simplifier le problème avec un cas à une cellule peut s'avérer nécessaire. Passer à l'étape de qualification (Chauchepirat *et al.*, 1986) permet d'indiquer quel code est à l'origine des divergences.

Le problème est propre à l'effet du Gadolinium. En effet, en annexe, la cellule (8,6) ne contenant pas de Gadolinium est analysée et ne présente aucun écart entre les deux codes.

Du fait de l'écart engendré par le Plutonium, des erreurs similaires se retrouvent sur l'Américium et le Curium dans la figure 6.23.

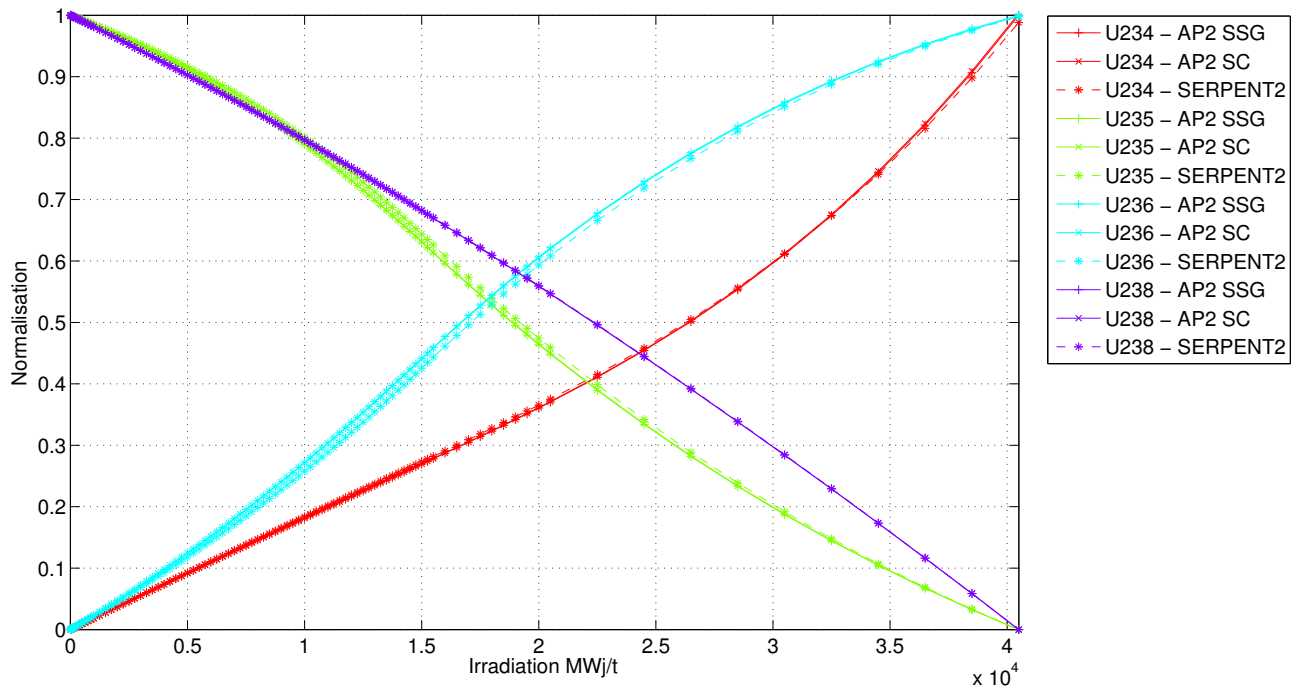


Figure 6.21 Évolution des concentrations de l'Uranium - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (3,3).

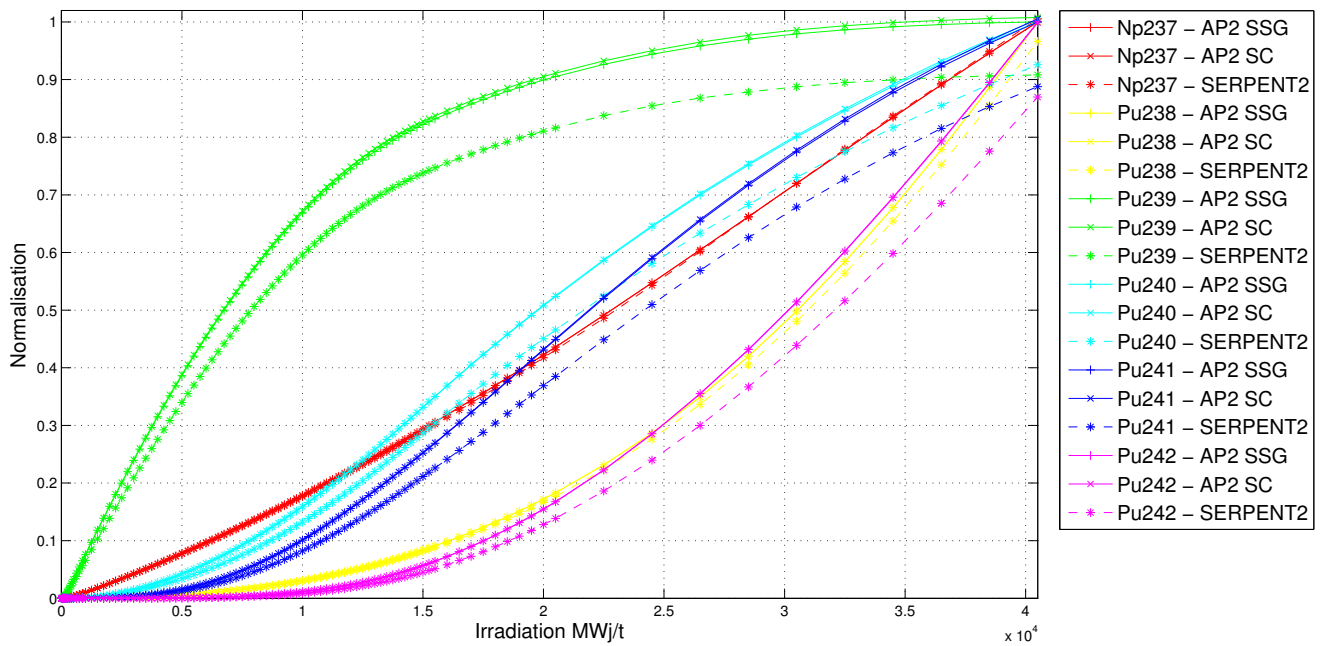


Figure 6.22 Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (3,3).

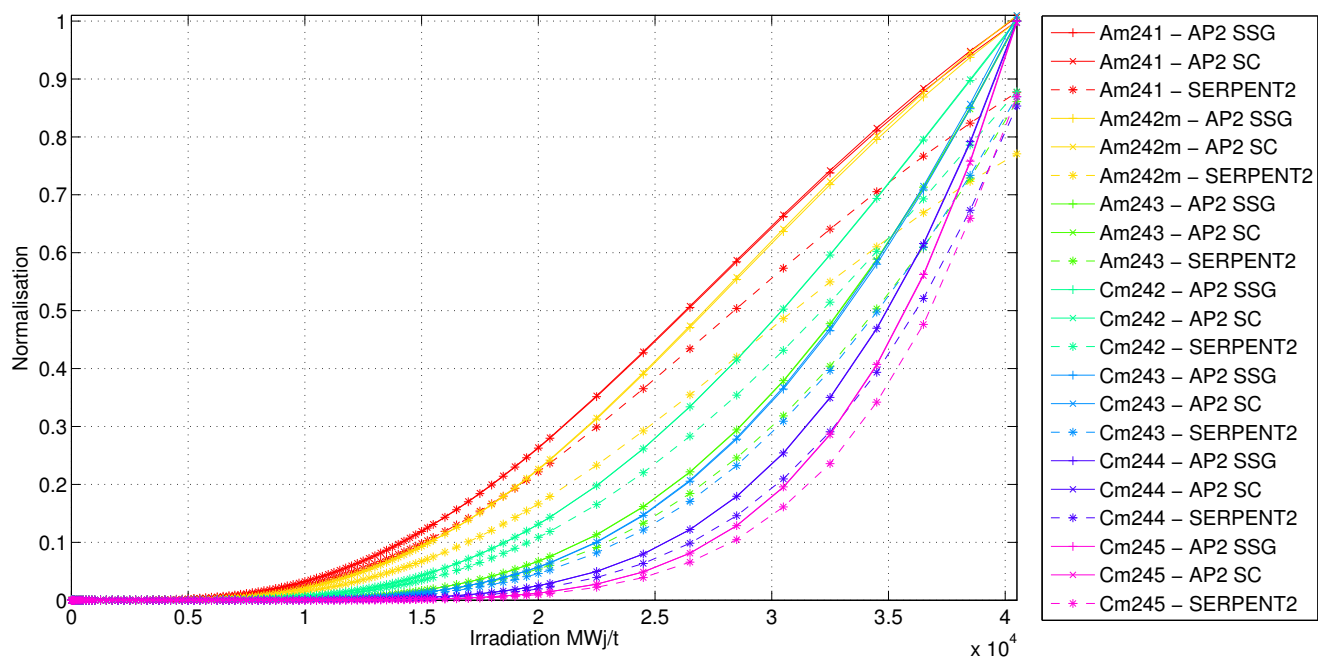


Figure 6.23 Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (3,3).

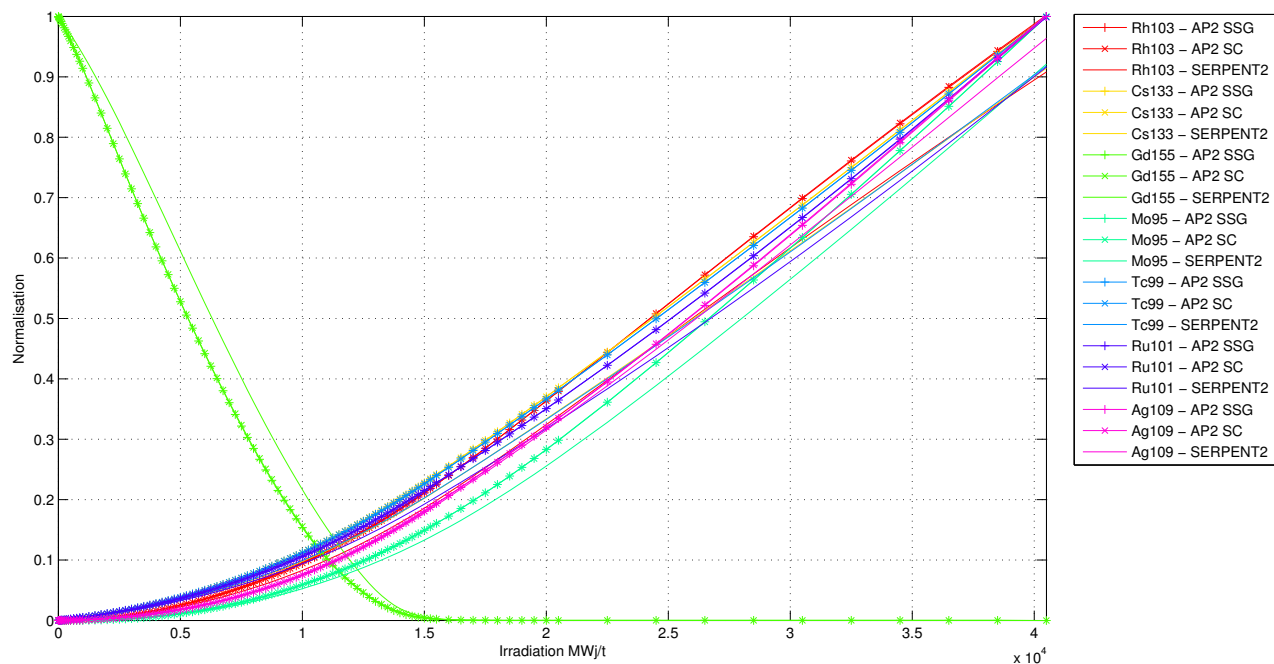


Figure 6.24 Évolution des concentrations des produits de fission (1) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (3,3).

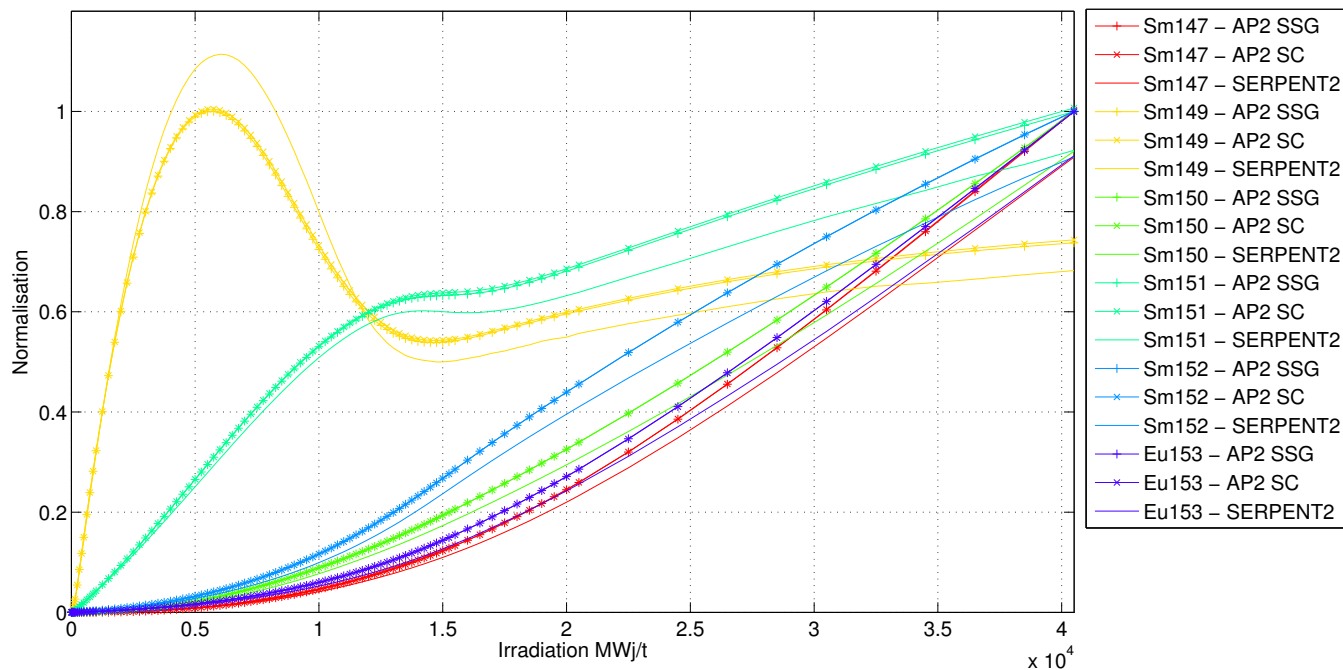


Figure 6.25 Évolution des concentrations des produits de fission (2) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (3,3).

Les figures 6.24 et 6.25 représentent l'évolution des produits de fission. Des écarts s'observent mais ils sont moins marqués que pour les actinides. Nous remarquons que le Gd155 est mal évalué, atteignant une erreur de 10 % lors de sa disparition. Cela montre qu'il y a un problème au niveau de l'estimation du Gadolinium.

Bien que le k_{eff} soit correctement représenté, un effort conséquent doit être entrepris par les développeurs de codes neutroniques afin de précisément cerner d'où vient cette mauvaise estimation. En effet, quelle que soit la méthode d'autoprotection, les résultats présentent à peu près les mêmes valeurs. Mais celles-ci sont éloignées de la référence stochastique.

6.2 DRAGON5

L'étude en évolution sous DRAGON5 se base sur la même méthodologie que celle choisie pour APOLLO2.

Le modèle sélectionné sous DRAGON5 est le suivant :

- Méthode des sous-groupes type *Subgroup Projection Method* ;
- Maillage énergétique type SHEM295 ;
- Maillage spatial Raffiné ;

- Modélisation spatiale linéaire de la source dans le calcul MOC ;
- Représentation P3 pour la correction de l’anisotropie de la loi de choc.

De même que pour la validation à temps 0, DRAGON5 n’est pas comparé à APOLLO2. Ce n’est pas le but de ce mémoire. L’objectif de l’étude sous DRAGON5 est de proposer un schéma de référence pour les REP pouvant être repris par d’autres utilisateurs du code canadien. Donc l’évolution déterministe n’est comparée qu’au stochastique.

6.2.1 UOX

Nous présentons d’abord l’évolution des Néodymes pour les trois pastilles considérées. Le but étant toujours de vérifier la normalisation par rapport à chaque pas d’irradiation.

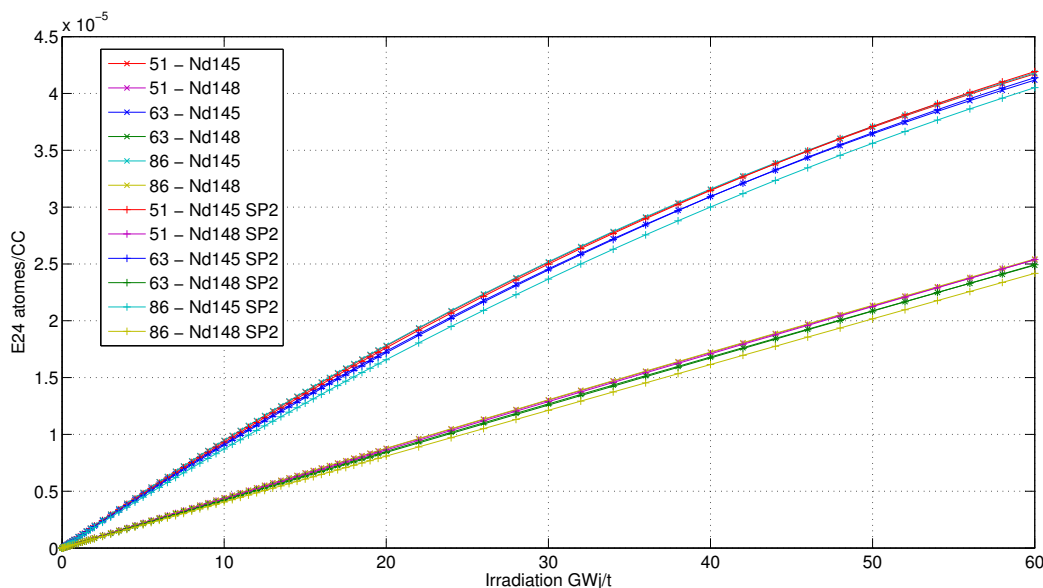


Figure 6.26 Évolution du Nd145 et du Nd148 pour la référence DRAGON5 - UOX.

Comme le montre la figure 6.26, il n’y a aucun écart entre le code stochastique SERPENT2 et la configuration DRAGON5. Il n’y a donc pas besoin de recalculer les pas d’irradiation locaux.

Les figures 6.27 et 6.28 représentent le k_{eff} . Comme le montre la tendance du premier graphique, les résultats sont confondus entre les deux codes. Lorsque l’on étudie plus précisément l’écart en pcm , nous observons qu’il y a une sous-estimation d’environ 100 pcm puis la différence augmente pour atteindre $-270 pcm$ à 60 GWj/t . L’une des raisons expliquant cet écart est le relâchement des pas d’évolution aux environs de 2 GWj/t .

Cette première étude macroscopique est satisfaisante et valide ce schéma pour DRAGON5 en évolution. Il reste à présenter l'étude des concentrations.

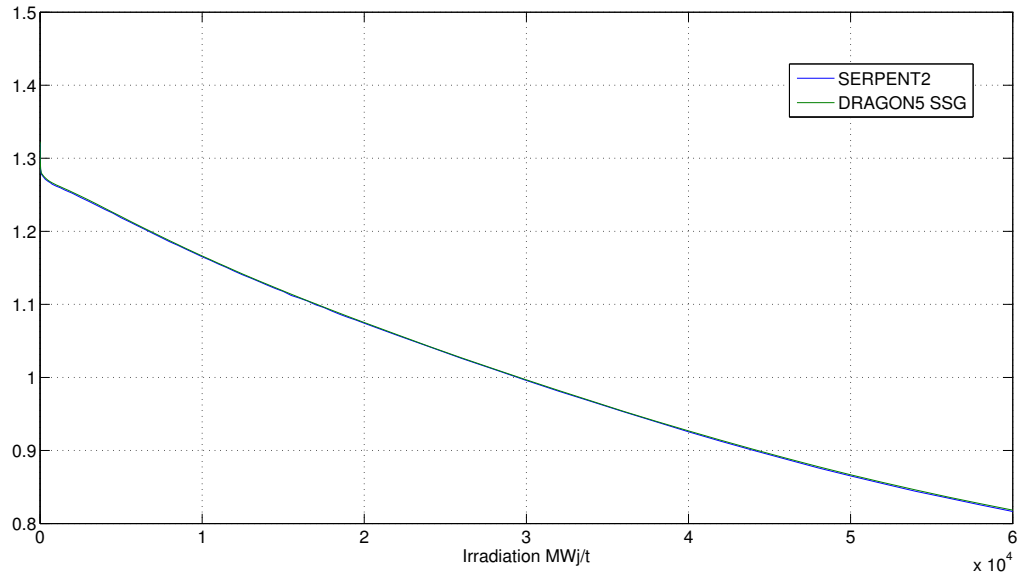


Figure 6.27 Évolution du k_{eff} en fonction de l'irradiation pour DRAGON5 - UOX.

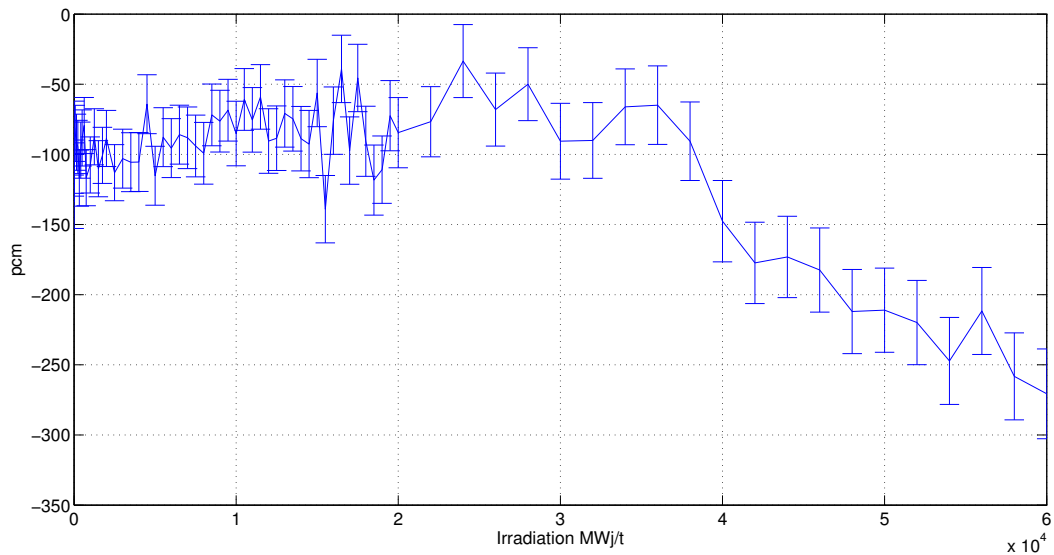


Figure 6.28 Évolution de l'erreur du k_{eff} en fonction de l'irradiation pour DRAGON5 - UOX.

De même que pour l'étude UOX d'APOLLO2, n'est présentée ici que l'évolution des

actinides et des produits de fission du crayon (5,1). Les résultats des pastilles (6,3) et (8,6) sont disponibles en annexe H.

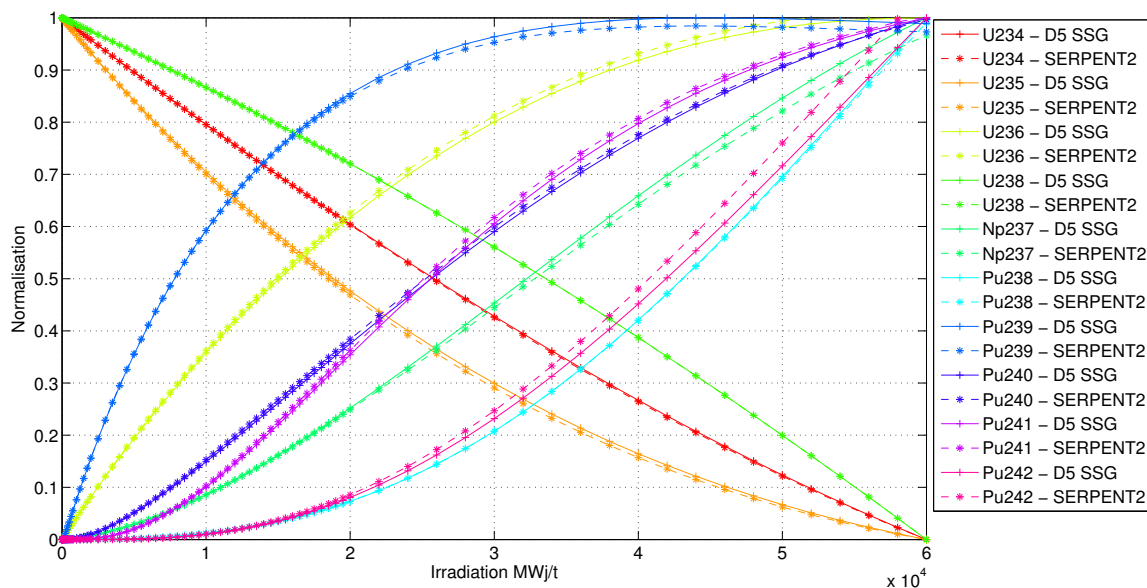


Figure 6.29 Evolution des concentrations des actinides majeurs - DRAGON5 - UOX - (5,1).

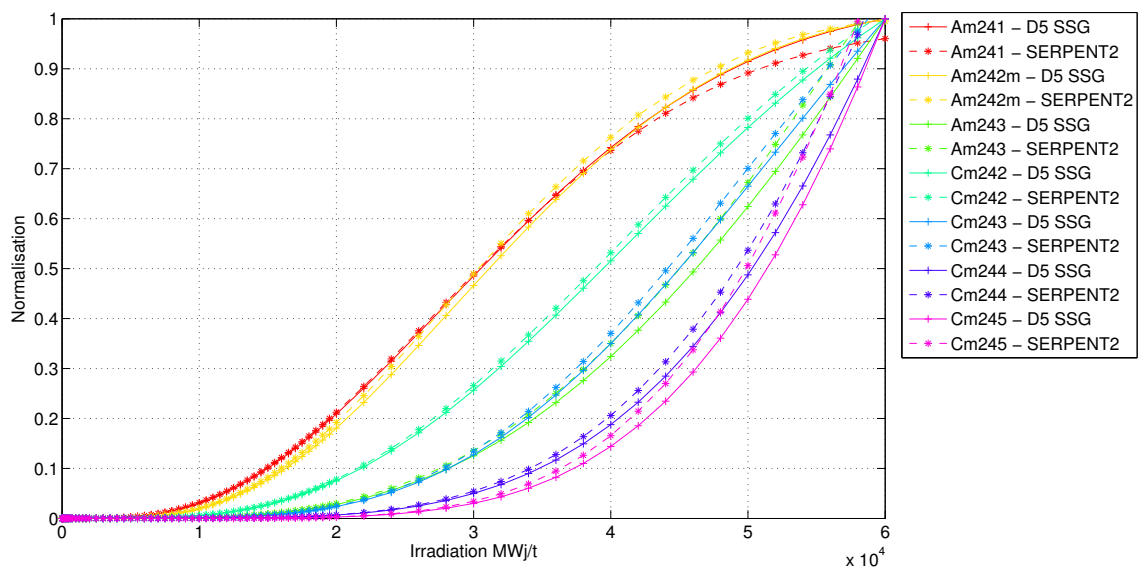


Figure 6.30 Evolution des concentrations des actinides mineurs - DRAGON5 - UOX - (5,1).

Comme le montrent les figures 6.29 et 6.30, les résultats sont acceptables malgré quelques écarts. DRAGON5 sur-estime de manière marquée (3 %) à partir de 4 GWj/t la production

de Plutonium 242. Le Neptunium 237 est sous-produit par le code déterministe à partir d'environ 5 GWj/t .

Ce sont les Curiums et les Américiums qui présentent le plus d'écarts du fait qu'ils accumulent les erreurs de leurs isotopes pères. L'erreur la plus notable provient du Cm245 qui apparaît dès 4 GWj/t et qui est d'environ 10%. À la fin de l'évolution, c'est aussi l'Am241 qui présente des difficultés de calcul avec une sous-production de -5% de la part de DRAGON5. Malgré ces écarts, il est à noter que l'Am242m et l'Am243 sont parfaitement estimés.

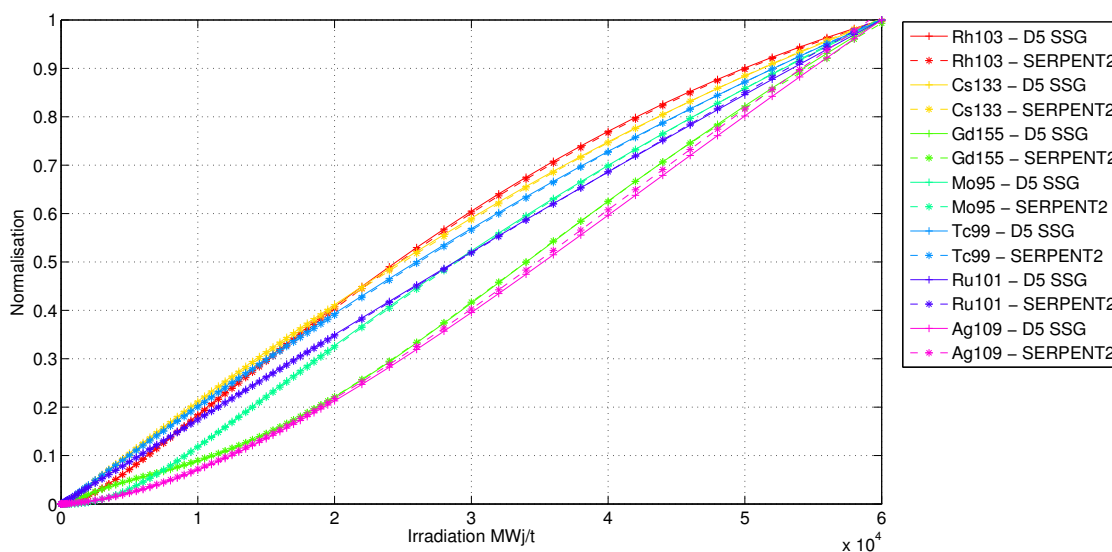


Figure 6.31 Evolution des concentrations des produits de fission (1) - DRAGON5 - UOX - (5,1).

Les produits de fission de la figure 6.31 sont très bien calculés. Il n'y a que l'Argent 109 où il y a un petit écart mais qui reste tout de même inférieur à 1 %.

Pour ceux de la figure 6.32, les écarts sont beaucoup plus marqués. Le Samarium 149 présente une sur-production de la part de DRAGON5 de l'ordre de 8 % dès le début de l'évolution. On peut soupçonner un problème dans la chaîne d'évolution du Samarium dans la bibliothèque utilisée par DRAGON5 car nous avons un parfait accord entre APOLLO2 et SERPENT2. Les autres isotopes ont aussi des écarts qui restent toutefois relativement faibles atteignant au maximum une déviation de 2 % sauf pour le Samarium 151 qui est sur-estimé par DRAGON5 d'environ 5 % en fin d'évolution à 60 GWj/t .

En guise de conclusion pour cette étude sur l'UOX, les résultats sont prometteurs vis-à-vis l'utilisation de ce schéma sur DRAGON5. Malgré des écarts sur certains isotopes, la

présentation du k_{eff} suggère des bons résultats. Néanmoins, l'un des axes d'améliorations serait de voir d'où viennent les écarts significatifs liés au Plutonium 242. L'erreur pourrait provenir de l'Am241 qui est un des isotopes père en plus du Pu241 (qui est quant à lui bien estimé). De plus, un écart s'observe pour le Sm149 dans la figure 6.32. Cette différence n'était pas perceptible dans APOLLO2. On peut supposer un problème dans la chaîne d'évolution de cet isotope dans la bibliothèque de type DRAGLIB utilisée.

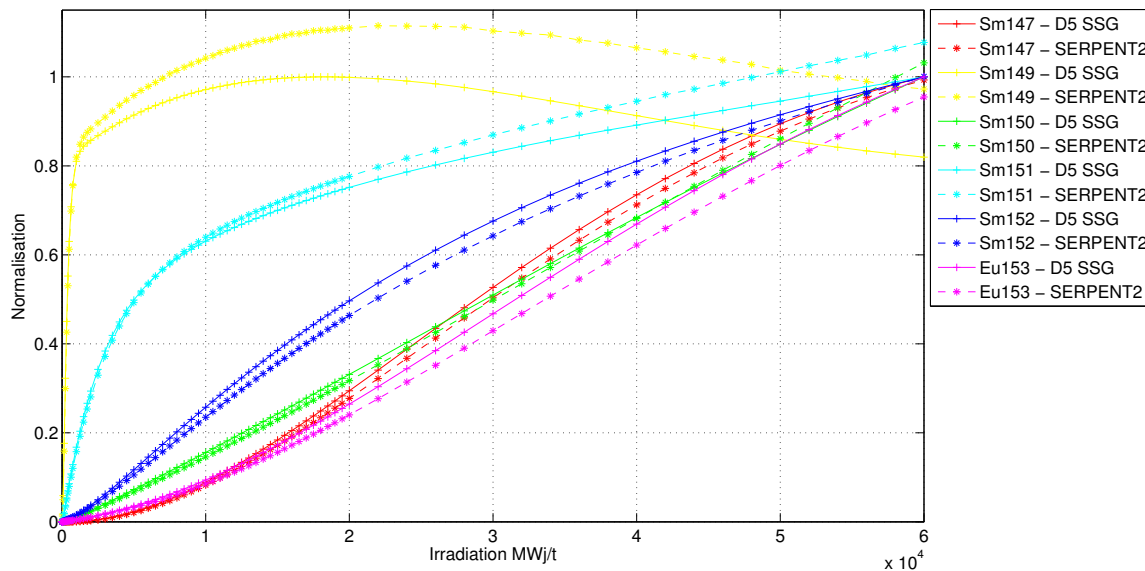


Figure 6.32 Evolution des concentrations des produits de fission (2) - DRAGON5 - UOX - (5,1).

6.2.2 MOX

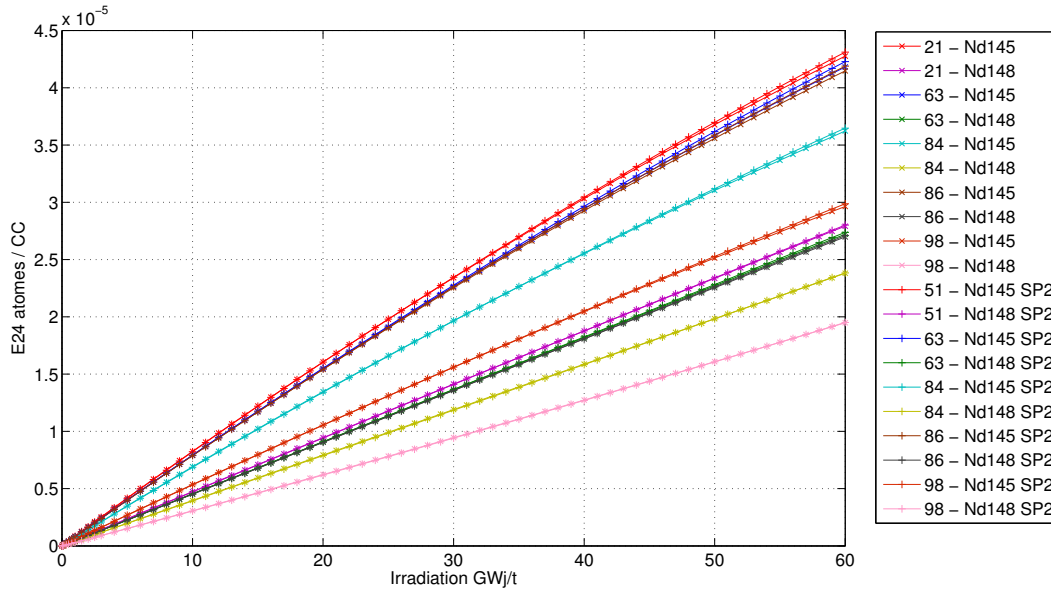


Figure 6.33 Évolution du Nd145 et du Nd148 pour la référence DRAGON5 - MOX.

Nous présentons à la figure 6.33 l'évolution des Néodymes en fonction de l'irradiation. La tendance montre que le code déterministe ne présente pas de décalage avec le code stochastique quelle que soit la cellule étudiée.

La figure 6.34 montre l'évolution du k_{eff} en fonction de l'irradiation. Le constat général est un bon accord entre le code stochastique et le code déterministe bien que le calcul MOX soit plus compliqué que l'UOX. Au niveau de l'écart absolu du k_{eff} présenté dans la figure 6.35, différentes observations peuvent être faites. Tout d'abord, l'erreur statistique est environ de $\pm 30 pcm$. DRAGON5 sur-estime à temps 0 le système d'environ $170 pcm$, puis l'erreur décroît pour atteindre en fin d'irradiation, un écart compris entre $\pm 50 pcm$.

Nous pouvons donc affirmer que d'un point de vue macroscopique, le résultat en évolution pour le cas MOX sous DRAGON5 est satisfaisant.

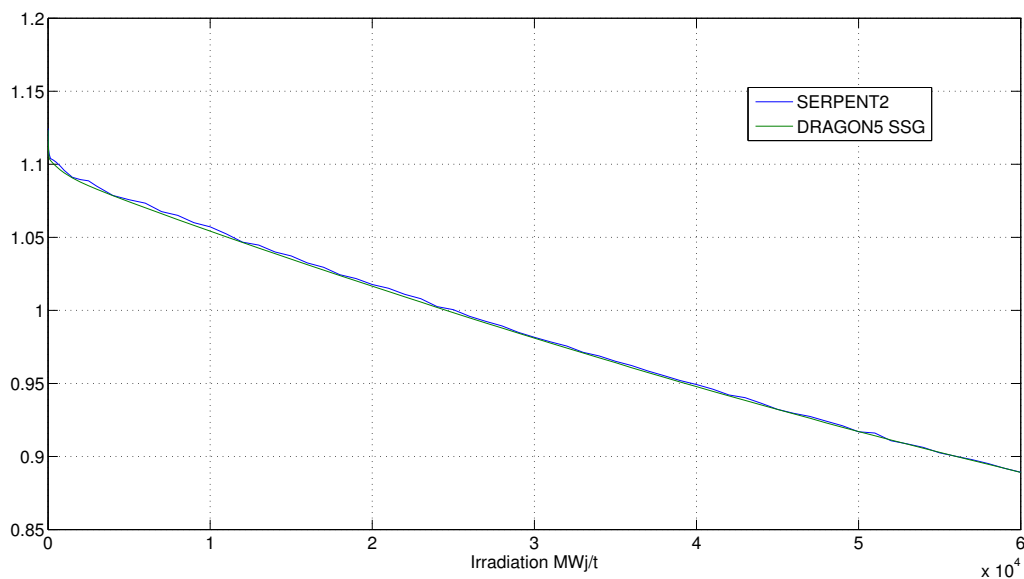


Figure 6.34 Évolution du k_{eff} en fonction de l'irradiation pour DRAGON5 - MOX.

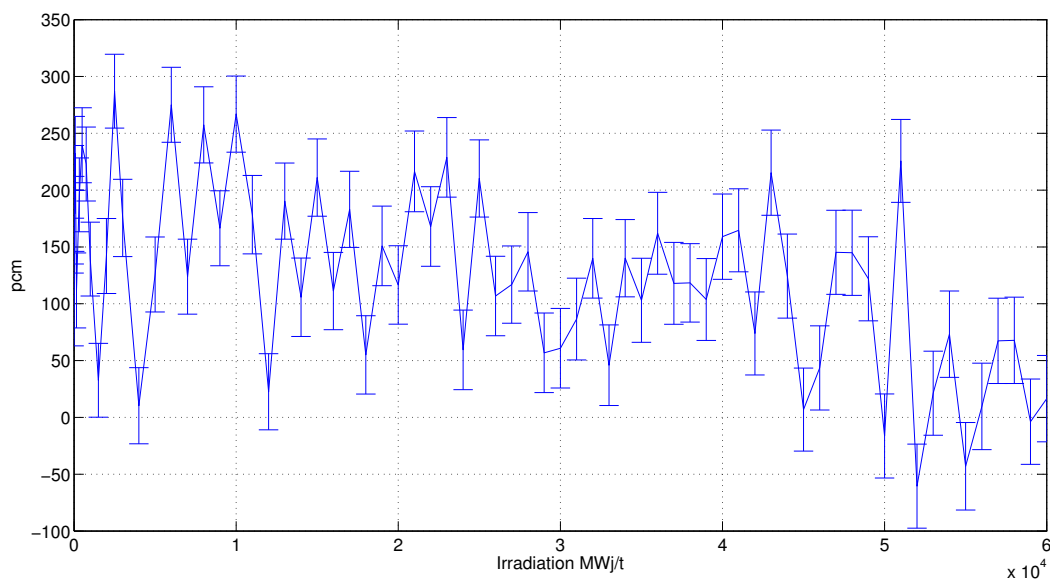


Figure 6.35 Évolution de l'erreur du k_{eff} en fonction de l'irradiation pour DRAGON5 - MOX.

Étudions à présent les concentrations des actinides et des produits de fission. Nous ne présentons les résultats que du crayon (2,1). Pour les cellules (6,3), (8,4), (8,6) et (9,8), ils sont disponibles et commentés en annexe H.

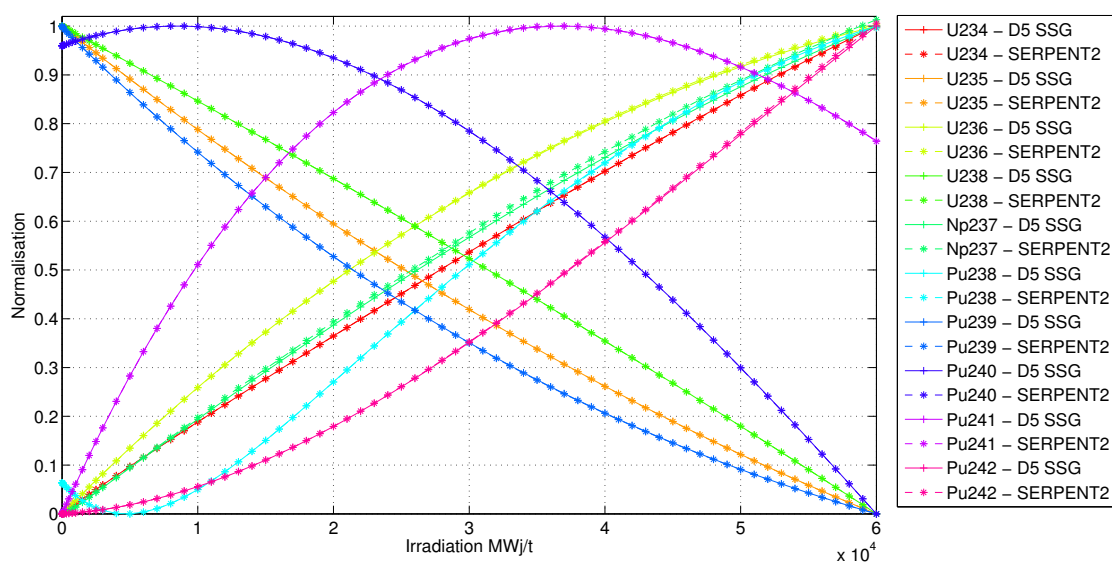


Figure 6.36 Evolution des concentrations des actinides majeurs - DRAGON5 - MOX - (2,1).

Pour la figure 6.36, les résultats sont très bons. Aucun écart notable n'est présent. Le seul isotope qui propose un léger décalage est le Np237, et encore, cela n'a pas d'effet sur son isotope fils qu'est le Pu238 dans la chaîne de filiation radioactive de l'U235. Les résultats sont meilleurs que pour le cas UOX, cela n'est pas étonnant. Dans le MOX, le système fissile évolue peu car nous avons déjà du Plutonium au départ. Sont brûlés successivement les isotopes impairs, le Pu240 puis le Pu242. Par contre pour l'UOX, il n'y a que l'U235 comme fissile au départ. Le système forme du Pu239 qui va contribuer pour plus de 10 % aux fissions en fin d'irradiation (et former en cascade les autres Pu).

Pour les actinides mineurs, les résultats sont légèrement moins bons (figure 6.37). L'isotope présentant le plus grand écart est l'Am242m avec une sous-estimation d'environ 2 % par DRAGON5. Cet isotope est produit par réaction (n, γ) à partir de l'Am241. Or ce dernier isotope est très bien évalué. Pour améliorer l'Am242m, il conviendrait d'étudier les paramètres liés à la réaction qui le produit. Sinon, en fin d'irradiation, les Curiums présentent de légers écarts, mais qui restent totalement acceptables.

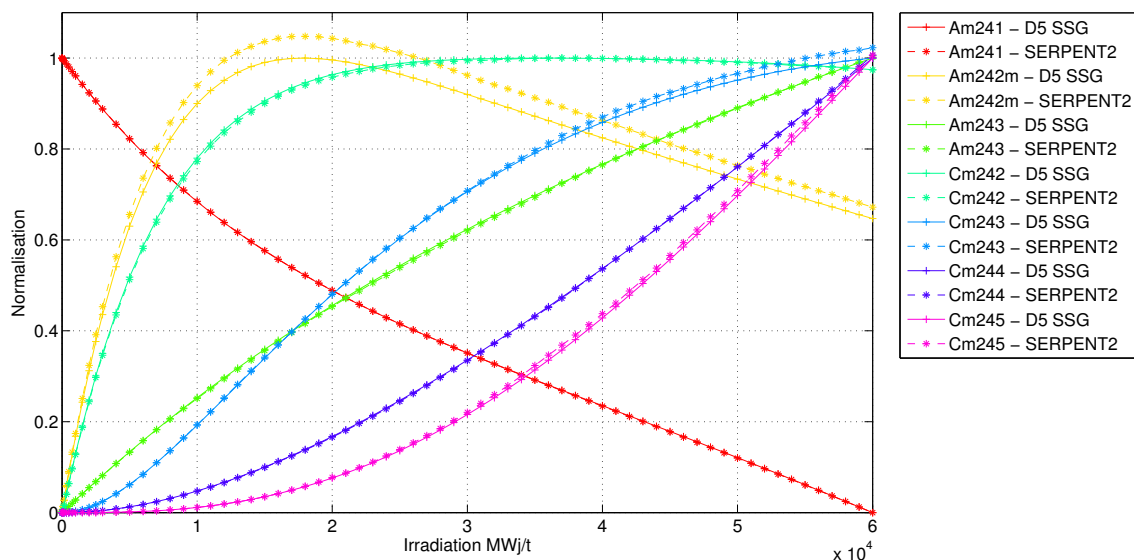


Figure 6.37 Evolution des concentrations des actinides mineurs - DRAGON5 - MOX - (2,1).

Étudions à présent les produits de fission avec les figures 6.38 et 6.39. Les résultats sont aussi satisfaisants que pour les actinides. Aucun écart n'est notable. Les seuls isotopes présentant des écarts sont le Samarium 149 avec presque 7% de sous-estimation par DRAGON5 à partir de 1 GWj/t et Samarium 152 avec une sous-estimation de 3% en fin d'irradiation par le code déterministe.

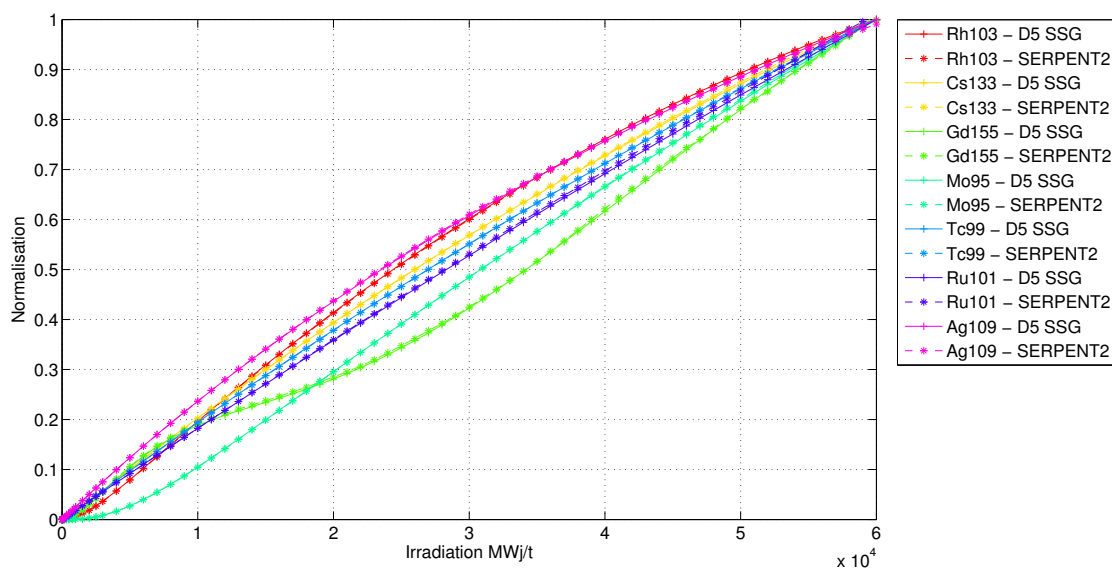


Figure 6.38 Evolution des concentrations des produits de fission (1) - DRAGON5 - MOX - (2,1).

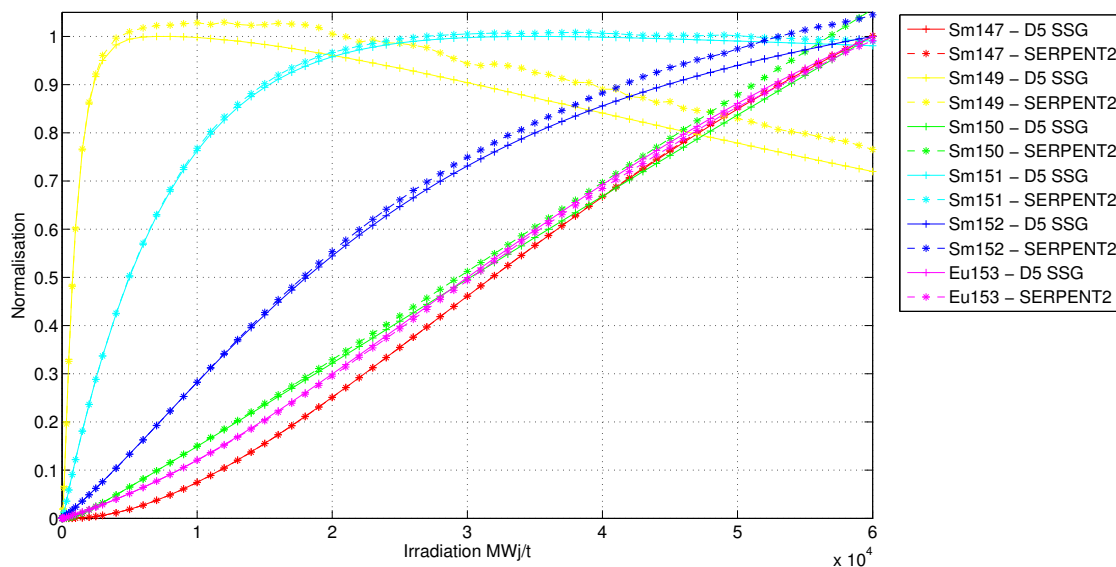


Figure 6.39 Evolution des concentrations des produits de fission (2) - DRAGON5 - MOX - (2,1).

En guise de conclusion sur le cas MOX avec DRAGON5, nous pouvons dire que l'étude est très bonne avec de très faibles écarts au niveau des concentrations. Les résultats sont même meilleurs que par rapport au cas UOX.

6.2.3 $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$

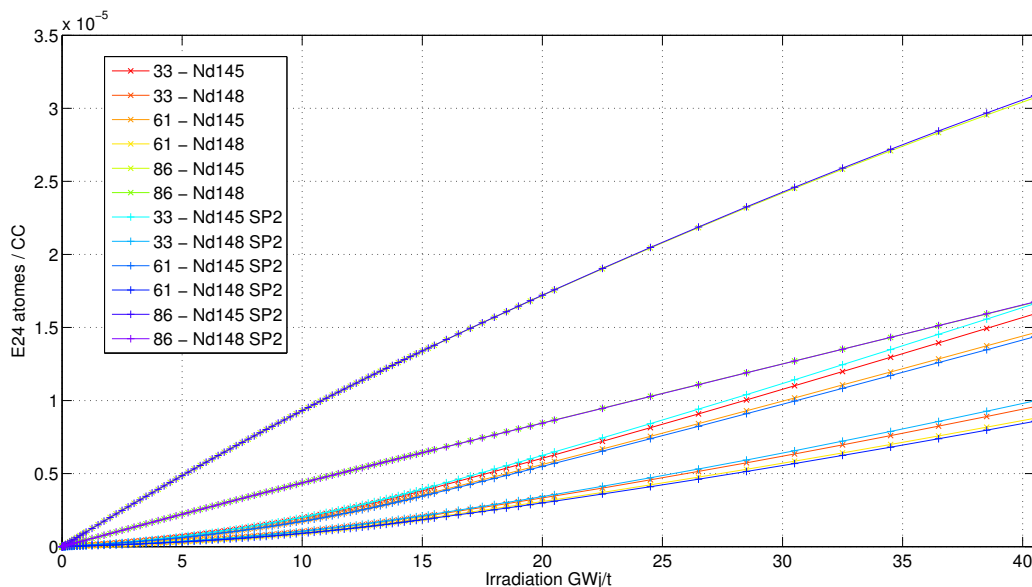


Figure 6.40 Évolution du Nd145 et du Nd148 pour la référence DRAGON5 - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$.

Pour l'étude de ce type de combustible, trois cellules sont considérées. La (3,3) et la (6,1) contiennent du Gadolinium avec de l'UOX support. La (8,6) quant à elle n'a que de l'UOX. Au niveau de l'étude de l'évolution en concentration des Néodymes, la pastille n'ayant pas de poison présente un très bon résultat entre DRAGON5 et SERPENT2. Par contre, de légères divergences sont observées pour les cellules (3,3) et (6,1) mais il n'est pas nécessaire de modifier les pas d'irradiation locale (voir figure 6.40).

En étudiant les figures 6.41 et 6.42, nous pouvons voir que le résultat pour le k_{eff} est très satisfaisant. En effet, le premier graphique montre que la tendance du code déterministe suit celle de SERPENT2. Même le pic de réactivité qui correspond à l'instant où il n'y a plus de Gadolinium est très bien représenté. C'est d'ailleurs à ce moment-là où l'erreur absolue est la plus faible avec à peu près 0 pcm d'erreur. Par contre, au début de l'irradiation, une différence d'environ -215 pcm est observée et se retrouve en fin d'étude à 40 GWj/t . D'un point de vue macroscopique, les résultats sont très encourageants du fait de la difficulté d'évaluer correctement l'effet du poison sur l'assemblage.

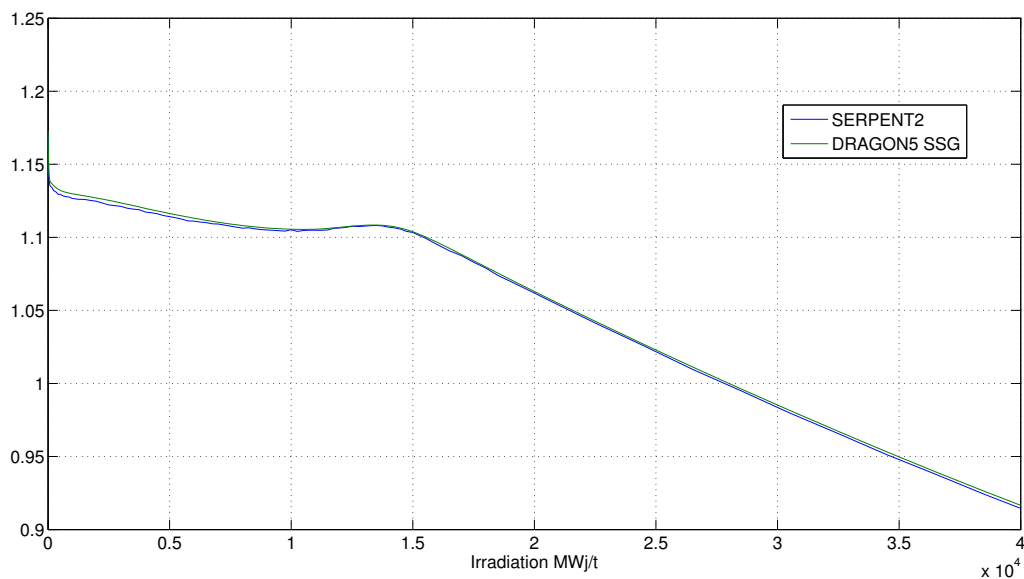


Figure 6.41 Évolution du k_{eff} en fonction de l'irradiation pour DRAGON5 - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$.

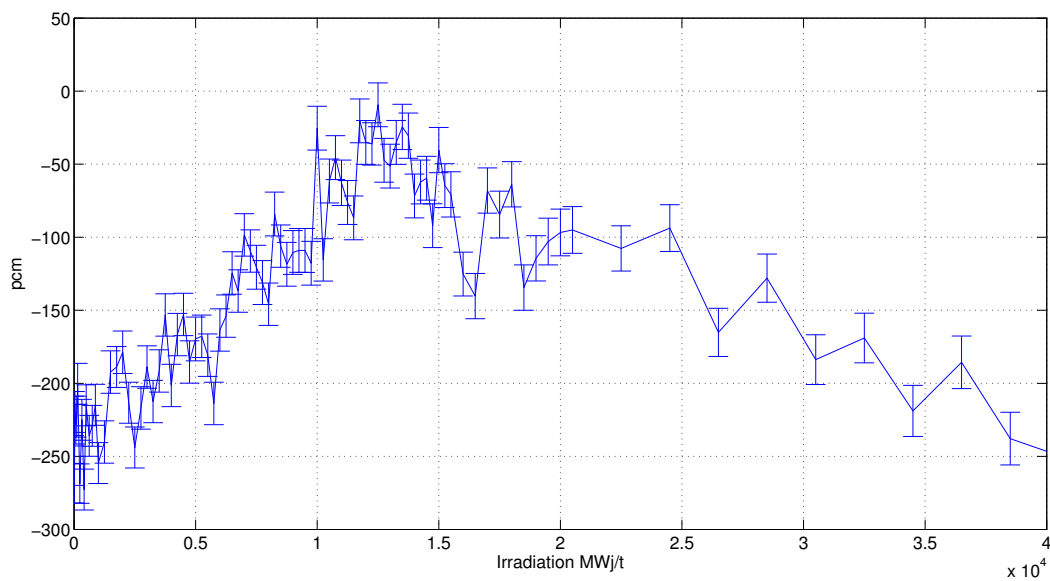


Figure 6.42 Évolution de l'erreur du k_{eff} en fonction de l'irradiation pour DRAGON5 - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$.

Pour les concentrations, nous ne présentons que les résultats de la pastille gadolinée (3,3). En effet, les crayons n'ayant pas de poison neutronique ne présentent quasiment aucun écart.

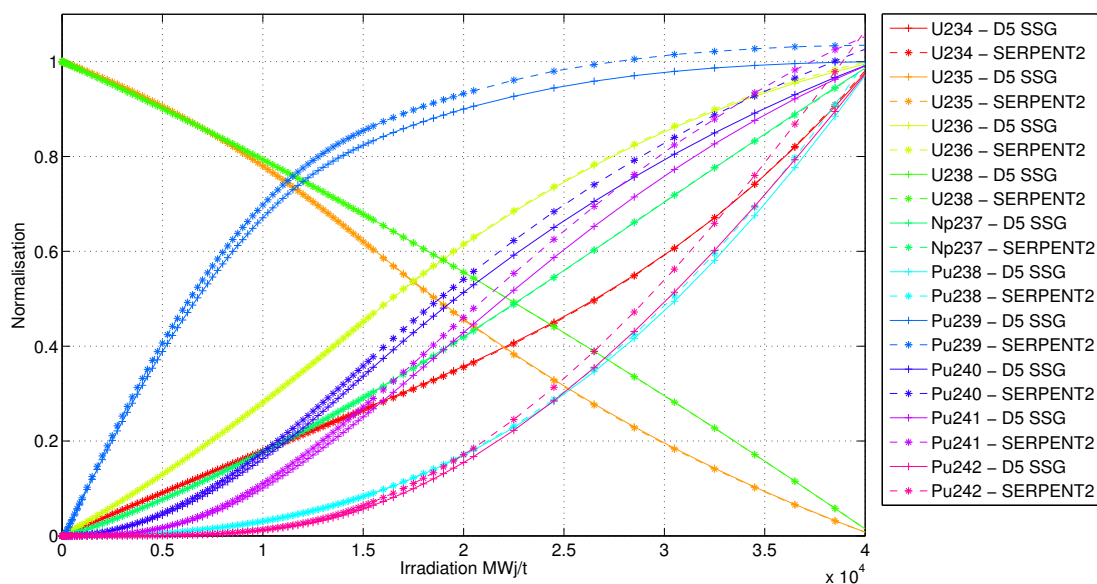


Figure 6.43 Evolution des concentrations des actinides majeurs - DRAGON5 - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (3,3).

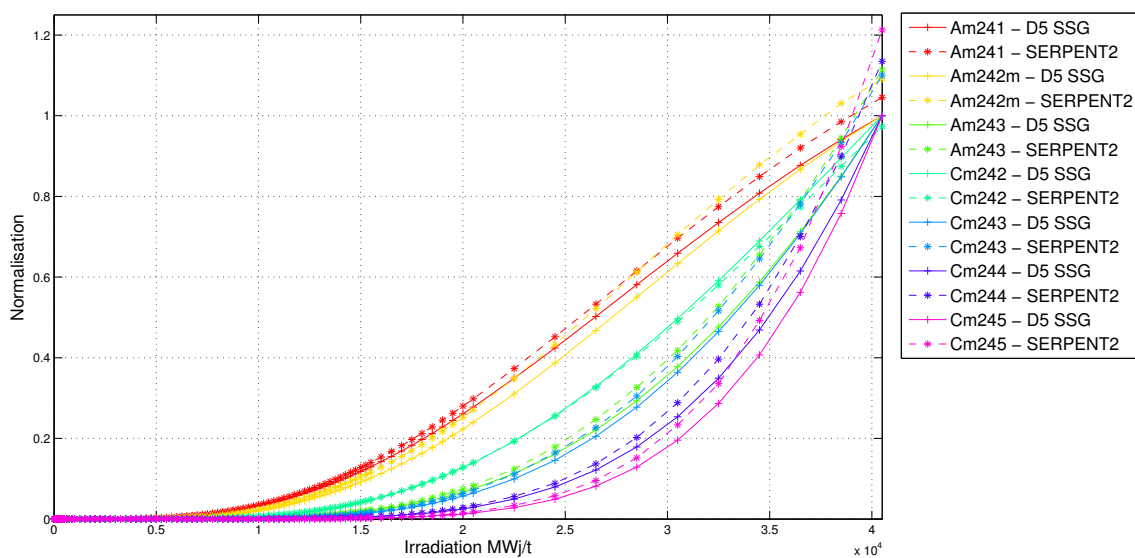


Figure 6.44 Evolution des concentrations des actinides mineurs - DRAGON5 - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (3,3).

Comme le montre la figure 6.43, il n'y a que les Plutoniums qui présentent des écarts croissants en fonction de l'irradiation (sauf le Pu238). Les autres isotopes sont très bien cal-

culés. Les Curiums et les Américiums présentent aussi des écarts grandissants (figure 6.44). L'Am241 produit les Curiums et les Américiums, le Plutonium 242 fait de même. Ces deux isotopes présentent des écarts qui sont donc répercutés sur les actinides mineurs.

Il est à noter que ces écarts ne se retrouvent que pour les cellules contenant du Gadolinium. Celles qui n'ont que de l'UOX sont très bien évaluées.

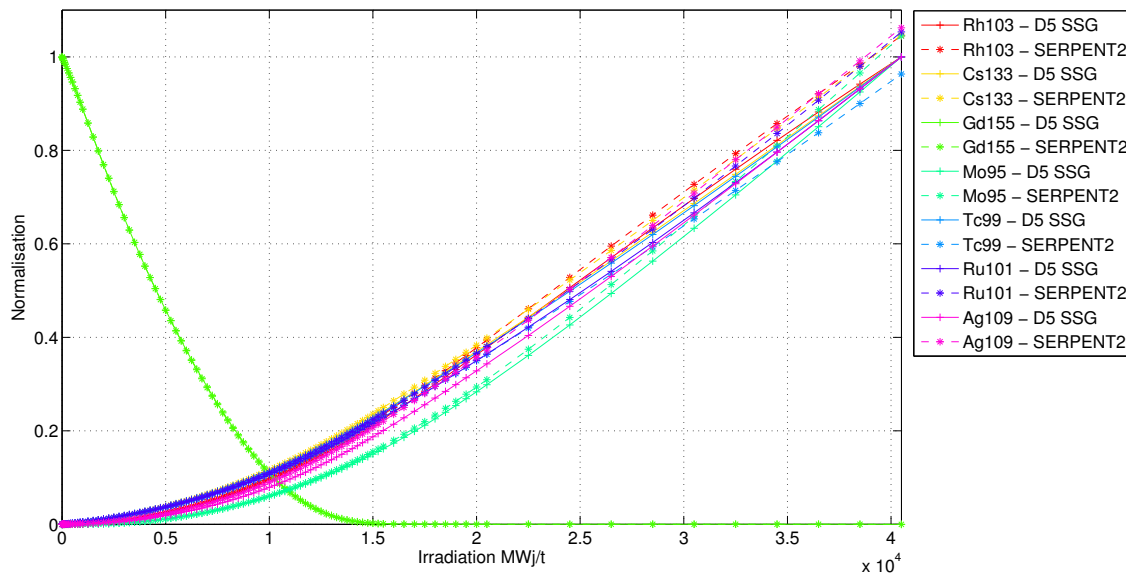


Figure 6.45 Evolution des concentrations des produits de fission (1) - DRAGON5 - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (3,3).

Par rapport à l'UOX et au MOX étudiés précédemment, une différence apparaît dans la figure 6.45. Le Gadolinium 155 ne part plus avec une concentration nulle dans la pastille (3,3) du fait qu'elle était à l'origine gadolinée. On peut observer une bonne évaluation de ce poison. Pour les autres isotopes, de très légers écarts apparaissent mais restent inférieur au pour cent, ce qui est encourageant.

Pour les isotopes de la figure 6.46, le résultat est plus mitigé. De grands écarts sont observés, notamment pour le Sm149 qui atteint presque 10 % en fin d'irradiation. Pour les autres Samarium, l'erreur est de l'ordre de 5 %.

En conclusion, l'étude du k_{eff} est très satisfaisante mais les concentrations présentent quant à elles des écarts significatifs. Il faut cependant relativiser cela, car nous n'avons présenté que les résultats d'une cellule gadolinée. Lorsque l'on observe une cellule contenant

uniquement de l'UOX, les résultats sont bons. Ce constat général est à mettre en parallèle avec ceux d'APOLLO2. Quel que soit le code déterministe, de grands écarts s'observent par rapport à SERPENT2. Résoudre le problème lié à l'utilisation du Gadolinium devrait être considéré par les neutroniciens.

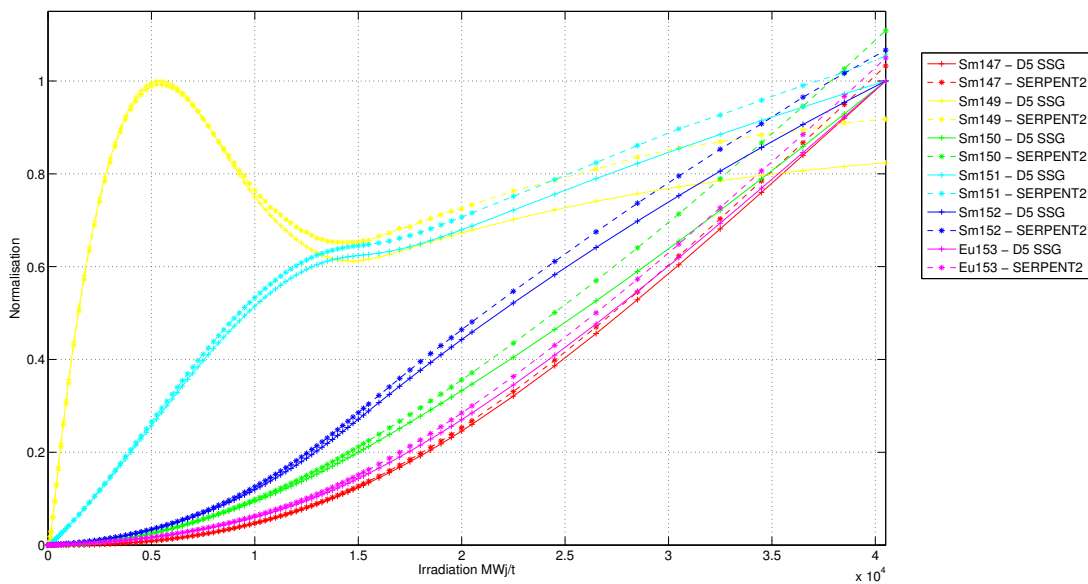


Figure 6.46 Evolution des concentrations des produits de fission (2) - DRAGON5 - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (3,3).

CHAPITRE 7

CONCLUSION

7.1 Synthèse des travaux

L'objectif principal était de valider la méthode des sous-groupes ainsi que d'autres options pour le calcul des assemblages REP. Après une optimisation d'un schéma type SHEM-MOC, nous avons adapté et simplifié le schéma sous APOLLO2. Le souci principal était d'obtenir des jeux de données suffisamment proches d'une utilisation industrielle, tout en enlevant les éléments jugés superflus au projet de validation.

Nous avons ensuite sélectionné un maillage énergétique étalon à 13 groupes permettant de séparer les résonances absorbantes de l'U238 ainsi que les grandes résonances des principaux actinides. Cela a permis de mettre en évidence certaines compensations et donc identifier les résonances mal calculées.

Après une validation de la méthode d'autoprotection, d'autres options ont été considérées et soumises à l'étude. Pour rappel, les éléments validés dans le cadre de ce projet :

- Bibliothèque énergétique CEA (V4.1.2 V5.1.2) ;
- Découpage énergétique (SHEM361, SHEM295, SHEM281) ;
- Autoprotection (SPM, sous-groupes APOLLO2, Sanchez-Coste) ;
- Choix de la méthode du calcul du flux dans l'autoprotection ;
- Autoprotection d'un gradient de température ;
- Prise en compte de l'anisotropie du choc (P3, P0c) ;
- Modélisation spatiale de la source dans le MOC (linéaire, constante) ;
- Maillage spatial de l'assemblage.

De plus, des jeux de données stochastiques dits de référence ont été développés sous SERPENT2, TRIPOLI4 et TRIPOLI4D avec pour objectif de vérifier l'exactitude des résultats déterministes.

Après études, le modèle jugé le plus précis est le suivant sous APOLLO2 :

- Bibliothèque de données nucléaires CEA V5.1.2 ;
- Méthode des sous-groupes ;

- Découpage énergétique SHEM361 ;
- P3 pour le traitement de l'anisotropie du choc ;
- Maillage spatial type Raffiné ;
- Linéaire Surfactive pour la modélisation spatiale du terme source dans le MOC.

Bien qu'elle soit très précise, elle est aussi particulièrement chronophage. Donc un modèle alliant précision et rapidité d'exécution est proposé en se basant sur la référence mais en utilisant un maillage Moulin à Vent au lieu du Raffiné.

À partir des études pour APOLLO2, un schéma optimisé pour DRAGON5 est aussi suggéré.

Après une validation à temps 0, une étude en évolution a été menée en utilisant comme référence des codes Monte Carlo couplés avec des solveurs d'évolution : TRIPOLI4D et SERPENT2.

En résumé voici ce qui a été montré dans ce mémoire :

- L'autoprotection par la méthode des sous-groupes est au moins aussi précise (souvent plus) que la méthode Sanchez-Coste à condition de considérer un maillage SHEM361 ;
- Le MOC linéaire donne des résultats plus précis que le MOC constant, même si un maillage du modérateur est nécessaire ;
- La loi de choc en P3 donne des résultats satisfaisants, ce qui assure une cohérence avec les calculs cœur 2D ;
- Un maillage type SHEM à 295 groupes est suffisant pour utiliser la méthode des sous-groupes SPM dans DRAGON5.

L'objectif de proposer un mémoire servant de référence pour les utilisateurs de la méthode des sous-groupes ainsi que des autres options est atteint.

7.2 Limitations de la solution proposée

Comparer APOLLO2 à TRIPOLI4D est très intéressant du fait qu'ils utilisent les mêmes bibliothèques CEA. Donc on peut résolument supprimer le biais provenant des données nucléaires. Le problème est que dû à un manque de temps, il n'a pas été possible d'exécuter tous les jeux de données TRIPOLI4D. La comparaison faite par rapport à SERPENT2 présente donc des écarts liés à la différence de bibliothèque. Il serait plus rigoureux d'étudier l'évolution par rapport au code TRIPOLI4D.

Nonobstant ces observations, il serait quand même nécessaire d'approfondir l'étude en

évolution. Une validation par rapport aux taux de réaction à certains pas d'irradiation bien ciblés peut consolider l'étude.

Les résultats présentés dans le cas UOX gadoliné peut être limitant. Le seul élément qui en ressort est la mauvaise estimation des concentrations lorsqu'il y a du Gadolinium. il n'est pas vraiment possible de statuer sur l'influence de la méthode d'autoprotection sur ce cas.

7.3 Améliorations futures

L'une des suites devant être donnée à ce travail est le développement de schémas de calculs d'assemblage à deux niveaux. Nous proposons la mise au point de schémas de calculs semblables aux procédures REL2005 (Vidal *et al.*, 2007) où le calcul de flux du premier niveau serait réalisé avec un maillage SHEM361 et où l'autoprotection serait basée sur la méthode des sous-groupes. De tels schémas de calculs pourraient se substituer aux procédures REL2005 pour produire les bibliothèques multi-paramètres requises pour le calcul de coeur entier. Des schémas de calculs basés sur la méthodes des sous-groupes peuvent être développés dans APOLLO2 et sont parfaitement compatibles avec les algorithmes fondateurs du futur code APOLLO3.

De plus, certains matériaux additionnels peuvent être testés tel que le Hafnium qui est un absorbant utilisé dans les systèmes français.

L'une des améliorations futures est aussi la réduction du temps de calcul. En effet, les nouvelles options ont été validées mais elles sont significativement chronophages. Cela peut être un frein pour leurs incorporation dans les schémas de calcul industriels.

S'intéresser au mauvais calcul des concentrations lorsqu'il y a du Gadolinium est un élément important à considérer dans des études futures.

RÉFÉRENCES

- BATEMAN, H. (1910). The solution of a system of differential equations occurring in the theory of radioactive transformations. *Proc. Cambridge Philos. Soc.* vol. 15, 423–427.
- BLANC-TRANCHANT, P. (1999). *Élaboration et qualification de schémas de calcul de référence pour les absorbants dans les Réacteurs à Eau Pressurisée*. Thèse de doctorat, Université Aix-Marseille I.
- BÉBIN, J. (1979). Réacteurs à eau ordinaire sous pression - Description technologique. E. T. de l'Ingénieur, éditeur, *Techniques de l'ingénieur*, Paris, France, vol. Génie nucléaire.
- CALLOO, A. (2012). *Développement d'une nouvelle modélisation de la loi de choc dans les codes de transport neutronique multigroupes*. Thèse de doctorat, Université de Grenoble.
- CHAUCHEPRAT, P., MARTIN-DEIDIER, L., SANTAMARINA, A., DO, Q., DOUTRIAUX, D. et ZERO, S. (1986). GEDEON II : a benchmark experiment for the UO₂-Gd₂O₃ depletion in realistic PWR designs. *Transactions of the American Nuclear Society*, 651–652.
- COSTE-DELCLAUX, M. (2006). *Modélisation du phénomène d'autoprotection dans le code transport multigroupe APOLLO2*. Thèse de doctorat, CEA/DEN/DM2S/SERMA.
- COSTE-DELCLAUX, M., M'BACKÉ DIOP, C. et NICOLAS, A. (2014). *Monographie de la Direction de l'énergie nucléaire - La neutronique*. Le Moniteur.
- CULLEN, D. E. (1974). Application of the probability table method to multigroup calculations of neutron transport. *Nuclear Science and Engineering*, 55, 387–400.
- DUFEK, J., KOTLYAR, D., SHWAGERAUS, E. et LEPPÄNEN, J. (2013). Numerical stability of the predictor–corrector method in monte carlo burnup calculations of critical reactors. *Annals of Nuclear Energy*, 56, 34 – 38.
- DUMONTEIL, E., HUGOT, F., JOUANNE, C., LEE, Y., MALVAGI, F., MAZZOLO, A., PETIT, O. et TRAMA, J. (2007). An overview on the Monte Carlo particle transport code TRIPOLI-4. *Transactions of the American Nuclear Society*, 97, 694–695.
- GRIMSTONE, M. J., TULLETT, J. et RIMPAULT, G. (1990). Accurate Treatments of Fast Reactor Fuel Assembly Heterogeneity with the ECCO Cell Code. *Proc. Int. Conf. Physics of Reactors : Operation, Design and Computation (PHYSOR 90)*. Marseille, France, 9–24.
- HFAIEDH, N. (2006). *Nouvelle Méthodologie de Calcul de l'Absorption Résonante*. Thèse de doctorat, Institut de Recherches Subatomiques, Université Louis Pasteur Strasbourg.

- HÉBERT, A. (2005). The Ribon Extended Self-Shielding Model. *Nuclear Science and Engineering*, 151, 1–24.
- HÉBERT, A. (2009a). *Applied Reactor Physics*. Presses Internationales Polytechniques.
- HÉBERT, A. (2009b). Development of the Subgroup Projection Method for Resonance Self-Shielding Calculations. *Nuclear science and engineering*, 162, 56–75.
- HÉBERT, A. (2013). DRAGON5 : Designing Computational Schemes Dedicated to Fission Nuclear Reactors for Space. *Proceedings of Nuclear and Emerging Technologies for Space 2013*. Albuquerque, NM, no. paper 6722.
- HÉBERT, A. (2014a). DRAGLIB download page.
- HÉBERT, A. (2014b). Representations of the temperature correlation effect in lattice calculations. *Review of Applied Physics*. Pas encore publié lors de la rédaction de ce mémoire.
- HÉBERT, A. et SANTAMARINA, A. (2008). Refinement of the Santamarina-Hfaiedh energy mesh between 22.5 eV and 11.4 keV. *International Conference on Reactor Physics, Nuclear Power : A Sustainable Resource*. Casino-Kursaal Conference Center, Interlaken, Suisse.
- LE TELLIER, R. (2006). *Développement de la méthode des caractéristiques pour le calcul de réseau*. Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Québec, Canada.
- LEPPÄNEN, J. (2007). *Development of a New Monte Carlo Reactor Physics Code*. Thèse de doctorat, Helsinki University of Technology, Espoo, Finlande.
- LEPPÄNEN, J. (2012). *Serpent - a Continuous-energy Monte Carlo Reactor Physics Burnup Calculation Code*. VTT Technical Research Centre of Finland.
- LIVOLANT, M. et JEANPIERRE, J. (1974). Autoprotection des résonances dans les réacteurs nucléaires, application aux isotopes lourds. Rapport technique Rapport CEA-R-4533, Commissariat à l'Énergie Atomique et aux énergies alternatives.
- MACFARLANE, R. et MUIR, D. (1994). The NJOY nuclear data processing system version 91. Rapport technique, Los Alamos National Lab., NM (United States). Funding organisation : USDOE, Washington, DC (United States).
- MARLEAU, G., HÉBERT, A. et ROY, R. (2013). *A User Guide for DRAGON Version 5*. Institut de Génie Nucléaire, Département de génie mécanique, École Polytechnique Montréal, technical report : IGE-335 édition.
- NIKOLAEV, M. N., IGNATOV, A. A., ISAEV, N. V. et KHOKHLOV, V. F. (1971). The method of subgroups for considering the resonance structure of cross sections in neutron calculations (first part). *Atomnaya Energiya*, 30, 528–533.

- PERRUCHOT-TRIBOULET, S. (1996). *Validation et extension du module d'autoprotection du code de transport neutronique multigroupe APOLLO2*. Thèse de doctorat, Université Aix-Marseille I.
- PUSA, M. (2013). *Numerical methods for nuclear fuel burnup calculations*. Thèse de doctorat, Université d'Aalto, Espoo, Finlande.
- REUSS, P. (2013). *Du noyau atomique au réacteur nucléaire : La saga de la neutronique française*. QuinteSciences. EDP Sciences.
- REUSS, P. et BUSSAC, J. (1985). *Traité de neutronique - Physique et calcul des réacteurs nucléaires avec application aux réacteurs à eau pressurisée et aux réacteurs à neutrons rapides*, EDP, vol. 3 de *Enseignement des sciences*, chapitre Absorption résonnante dans un réseau.
- RIBON, P. (1989). Statistical Probability Tables. CALENDF program. *Proc. of the Seminar on NJOY and THEMIS*. OECD/NEA Data Bank, Saclay, France, 220–232.
- SANTAMARINA, A., COLLIGNON, C. et GARAT, C. (2004). French Calculation Schemes for Light Water Reactor Analysis. *PHYSOR 2004 - The Physics of Fuel Cycles and Advanced Nuclear Systems : Global Developments*.
- SANTANDREA, S. et SANCHEZ, R. (2002). Positive linear and non linear surface characteristic schemes for the neutron transport equation in unstructured geometries. *PHYSOR02*. Séoul, Corée du Sud.
- SIMON, F. (2011). *Validation de la méthode SPM pour l'autoprotection des résonances*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal.
- VIDAL, J., LITAIZE, O., BERNARD, D., SANTAMARINA, A., VAGLIO-GAUDARD, C. et TRAN, R. (2007). New Modelling of LWR Assemblies Using The APOLLO2 Code Package. *Joint International Topical Meeting on Mathematics & Computation and Supercomputing in Nuclear Applications*. Monterey, California.
- WOODCOCK, E., MURPHY, T., HEMMINGS, P. et LONGWORTH, S. (1965). Techniques used in the GEM code for Monte Carlo neutronics calculations in reactors and other systems of complex geometry. *Proc. Conf. Applications of Computing Methods to Reactor Problems*. vol. 557.

ANNEXE A

Maillages énergétiques de comparaison

Le maillage énergétique SHEM361 étant un assemblage du SHEM281 et SHEM295, ses bornes sont communes aux deux. Il est décidé de présenter les bornes des découpages 13 groupes en électron-volts, afin d'offrir une précision au lecteur. Cela diffère des tableaux présentés lors des études où les bornes sont arrondies.

Tableau A.1 Découpages énergétiques 13 groupes.

Base SHEM281		Base SHEM295		Base SHEM361		
n° de groupe	E_{sup} (eV)	n° de groupe	E_{sup} (eV)	n° de groupe	E_{sup} (eV)	
1	1	1,96403E+07	1	1,96403E+07	1	1,96403E+07
2	15	2,23130E+06	15	2,23130E+06	15	2,23130E+06
3	27	4,94002E+05	27	4,94002E+05	27	4,94002E+05
4	56	1,11378E+04	56	1,11378E+04	56	1,11378E+04
5	72	7,48518E+02	75	7,48518E+02	75	7,48518E+02
6	85	7,50456E+01	135	7,63323E+01	135	7,63323E+01
7	90	4,01690E+01	161	3,97296E+01	161	3,97296E+01
8	94	2,25243E+01	174	2,26712E+01	174	2,25243E+01
9	115	1,90849E+01	179	1,90315E+01	195	1,90849E+01
10	155	7,60036E+00	198	7,62243E+00	235	7,60036E+00
11	197	4,00000E+00	211	4,00000E+00	277	4,00000E+00
12	248	6,25000E-01	262	6,25000E-01	328	6,25000E-01
13	262	1,90005E-01	276	1,90005E-01	342	1,90005E-01

ANNEXE B

Résumé des k_{eff} et temps d'exécution des différentes configurationsTableau B.1 k_{eff} des différentes configurations APOLLO2.

	UOX	MOX	UO ₂ Gd ₂ O ₃
P3 RAF SSG LISU	1,32196	1,12377	1,17176
P3 RAF SSG CST	1,32187	1,12331	1,17145
P3 MAV SSG CST	1,32193	1,12333	1,17101
P0c MAV SSG CST	1,32275	1,12524	1,17353
P3 MAV SSG LISU	1,32269	1,12576	1,17215
P0c RAF SSG LISU	1,32306	1,12606	1,17452
P3 RAF SC LISU	1,32129	1,12357	1,17085

Tableau B.2 k_{eff} des différents modèles DRAGON5 et TRIPOLI4 (+incertitudes en pcm).

	UOX	MOX	UO ₂ Gd ₂ O ₃
TRIPOLI4	1,32334	1,12484	1,17320
Incertitudes	1	2	2
DRAGON5	1,32034	1,12153	1,17299

Tableau B.3 Temps d'exécution des différentes configurations APOLLO2 en secondes.

	UOX	MOX	UO ₂ Gd ₂ O ₃
P3 RAF SSG LISU	1773	1500	1550
P3 RAF SSG CST	793	780	857
P3 MAV SSG CST	306	304	311
P0c MAV SSG CST	70	59.5	66
P3 MAV SSG LISU	471	465	494
P0c RAF SSG LISU	1500	1098	897
P3 RAF SC LISU	1384	1034	1300

Il n'est pas nécessaire d'indiquer les temps d'exécution pour DRAGON5 et TRIPOLI4. Pour le premier code, les valeurs sont données précédemment dans ce mémoire. Pour le deuxième, les calculs étaient arrêtés au bout d'une journée.

ANNEXE C

Incertitudes associées à la nappe du taux de fission pour TRIPOLI4

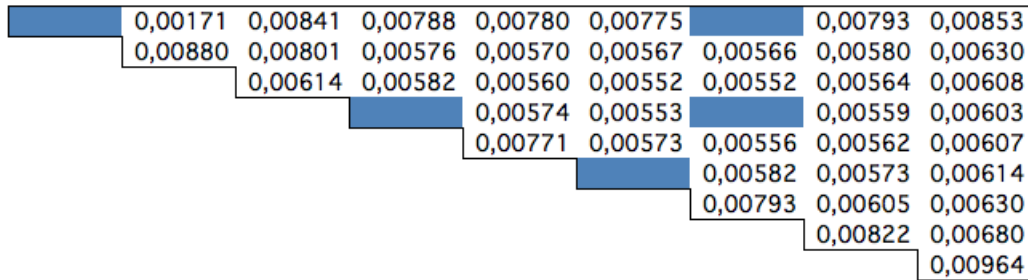


Figure C.1 Erreurs associées à la nappe du taux de fission en % - UOX - TRIPOLI4.

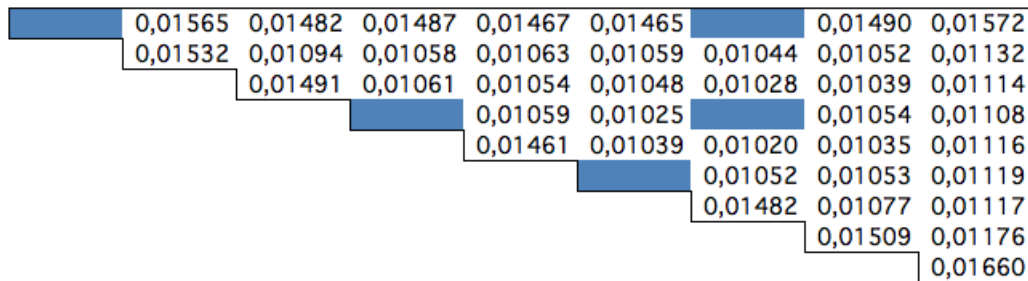
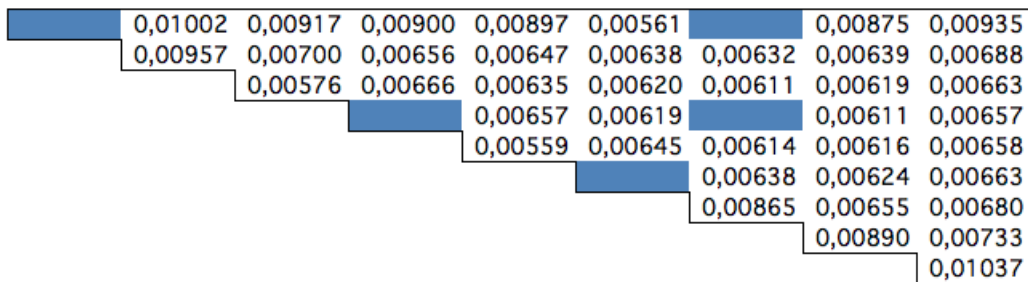


Figure C.2 Erreurs associées à la nappe du taux de fission en % - MOX - TRIPOLI4.

Figure C.3 Erreurs associées à la nappe du taux de fission en % - UO₂Gd₂O₃ - TRIPOLI4.

ANNEXE D

Pas d'évolution

Les pas utilisés pour l'évolution des différents combustibles se basent sur les recommandations du CEA. La particularité de l'UOX gadoliné est que les pas sont discrétisés en fonction de l'emplacement du pic de réactivité observé lorsque l'évolution du k_{eff} est étudié. Ils sont exprimés en terme d'irradiation (GWj/t).

Tableau D.1 – Pas d'évolution en GWj/t .

UOX	MOX	UO ₂ Gd ₂ O ₃	Suite :	UOX	MOX	UO ₂ Gd ₂ O ₃
0,009375	0,009375	0,009375		17,5	37	9,25
0,01875	0,01875	0,01875		18	38	9,5
0,0375	0,0375	0,0375		18,5	39	9,75
0,075	0,075	0,075		19	40	10
0,15	0,15	0,1125		19,5	41	10,25
0,2375	0,325	0,15		20	42	10,5
0,325	0,5	0,2375		22	43	10,75
0,4125	0,75	0,325		24	44	11
0,5	1	0,4125		26	45	11,25
0,625	1,5	0,5		28	46	11,5
0,75	2	0,625		30	47	11,75
1	2,5	0,75		32	48	12
1,25	3	0,875		34	49	12,25
1,5	4	1		36	50	12,5
1,75	5	1,25		38	51	12,75
2	6	1,5		40	52	13
2,5	7	1,75		42	53	13,25
3	8	2		44	54	13,5
3,5	9	2,25		46	55	13,75
4	10	2,5		48	56	14
4,5	11	2,75		50	57	14,25
5	12	3		52	58	14,5
5,5	13	3,25		54	59	14,75

6	14	3,5	56	60	15
6,5	15	3,75	58		15,25
7	16	4	60		15,5
7,5	17	4,25			16
8	18	4,5			16,5
8,5	19	4,75			17
9	20	5			17,5
9,5	21	5,25			18
10	22	5,5			18,5
10,5	23	5,75			19
11	24	6			19,5
11,5	25	6,25			20
12	26	6,5			20,5
12,5	27	6,75			22,5
13	28	7			24,5
13,5	29	7,25			26,5
14	30	7,5			28,5
14,5	31	7,75			30,5
15	32	8			32,5
15,5	33	8,25			34,5
16	34	8,5			36,5
16,5	35	8,75			38,5
17	36	9			40,5

ANNEXE E

Comparaison SERPENT2-TRIPOLI4 à temps 0

Le tableau E.1 a pour but de valider l'utilisation de SERPENT2 à la place de TRIPOLI4D pour l'évolution. Les erreurs statistiques associées à chaque taux sont présentées à la fin de cette partie.

De manière relative, la plupart des groupes énergétiques sont correctement calculés avec des écarts systématiquement inférieurs à $\pm 1\%$.

Par contre, lorsque les écarts absolus sont étudiés, certains groupes se distinguent. Notamment, les groupes 11, 12 et 13 pour l'U235 et les groupes 4 et 5 pour les deux isotopes de l'Uranium.

Mais de manière générale, les résultats sont acceptables et il se peut qu'une partie des écarts provienne particulièrement de la bibliothèque de données nucléaires.

Tableau E.1 Comparaison des taux d'absorption SERPENT2-TRIPOLI4 UOX à 13 groupes et à temps 0.

Gr.	Borne sup.	U235		U238		H1		O16		B10		B11	
		Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	-1	-2	-1	-22	-1	0	-1	-4	-1	0	-1	0
2	2,23 MeV	-1	-4	-1	-19	-1	0	-1	0	-1	0	-1	0
3	494 keV	-1	-7	-1	-8	-1	0	-1	0	-1	0	-1	0
4	11,1 keV	-1	-10	-1	-21	-1	0	-1	0	-1	0	-1	0
5	748 eV	-1	-24	-1	-38	-1	0	1	0	-1	0	-1	0
6	76,3 eV	-1	-11	-1	-7	-1	0	-0	0	-1	0	-1	0
7	39,7 eV	-1	-9	-1	-11	-0	0	5	0	-0	0	-1	0
8	22,5 eV	-0	-2	-1	-11	-0	0	0	0	-0	0	-1	0
9	19 eV	-1	-14	-0	-1	-1	0	1	0	-1	0	-1	0
10	7,6 eV	-1	-7	-1	-22	-1	0	-1	0	-1	0	-1	0
11	4 eV	-1	-22	-1	-6	-1	-2	2	0	-1	-2	-1	0
12	0,625 eV	-0	-33	-0	-3	-1	-3	0	0	-1	-3	-1	0
13	190 meV	1	185	0,4	18	-0	-2	1	0	-0	-3	-0	0

Tableau E.2 Comparaison des taux d'absorption SERPENT2-TRIPOLI4 MOX à 13 groupes et à temps 0.

Gr.	Borne sup.	U235		U238		Pu239		Pu240		H1		O16	
		Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	0	0	0	2	-1	-3	0	0	0	0	-0	0
2	2,23 MeV	0	0	0	4	-1	-6	0	0	0	0	0	0
3	494 keV	0	0	1	18	-1	-7	0	0	0	0	0	0
4	11,1 keV	0	0	1	19	-2	-13	0	0	0	0	0	0
5	748 eV	0	0	1	24	-1	-26	-0	0	1	0	3	0
6	76,3 eV	0	0	1	7	-1	-14	0	1	1	0	1	0
7	39,7 eV	1	0	1	17	-1	-3	-0	-1	1	0	6	0
8	22,5 eV	1	0	1	20	-0	-2	0	0	1	0	1	0
9	19 eV	1	1	1	6	-1	-22	-2	0	1	0	2	0
10	7,6 eV	0	0	1	35	-1	-1	0	0	1	0	1	0
11	4 eV	1	1	1	4	-1	-7	-0	-17	1	2	3	0
12	0,625 eV	1	2	2	4	0	2	-0	-1	1	2	1	0
13	190 meV	2	9	2	17	0	1	-0	-1	1	6	2	0

Tableau E.3 Comparaison des taux d'absorption SERPENT2-TRIPOLI4 UO₂Gd₂O₃ à 13 groupes et à temps 0.

Gr.	Borne sup.	U235		U238		Gd155		Gd157		H1		O16	
		Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa	Δr	Δa
1	19,6 MeV	-1	-1	-4	-82	-7	0	-7	0	-1	0	-1	-3
2	2,23 MeV	-1	-3	-3	-51	-7	0	-7	0	-1	0	-1	0
3	494 keV	-1	-4	-0	-5	-7	-1	-7	0	-1	0	-1	0
4	11,1 keV	-1	-6	-1	-17	-6	-2	-7	-2	-1	0	-1	0
5	748 eV	-1	-14	-1	-28	-5	-4	-9	-7	-1	0	2	0
6	75,0 eV	-1	-5	-0	-5	-7	-3	-7	-2	-0	0	0	0
7	40,1 eV	-0	-5	-0	-8	-7	-3	-6	0	0	0	5	0
8	22,6 eV	-0	0	-0	-6	-6	-1	-5	-1	-0	0	1	0
9	19 eV	-0	-7	-0	-1	-7	-4	-6	-3	-0	0	1	0
10	7,6 eV	-0	-4	-0	-13	-7	-3	-7	0	-1	0	-0	0
11	4 eV	-1	-12	-1	-5	-7	-22	-7	-10	-1	-1	2	0
12	0,625 eV	-0	-8	-0	-1	-5	-18	-5	-77	-1	-2	0	0
13	190 meV	1	285	1	29	-1	-12	-1	-55	-0	-3	1	0

Pour le MOX, les résultats sont satisfaisants (tableau E.2). Au niveau de l'Uranium 235, les écarts observés dans les groupes thermiques ont été totalement résorbés. Les erreurs absolues observables se retrouvent pour l'Uranium 238 et le Plutonium 240.

Pour l'UOX gadoliné (tableau E.3), les isotopes présentés sont ceux qui ont un écart significatif par rapport à TRIPOLI4. Les autres isotopes du Gadolinium ne présentent aucun écart. On remarque une sous-absorption significative généralisée dans le groupe 5. Cela correspond à un recouvrement de résonances entre le Zr91 et l'U238. Un écart notable est présent dans le groupe rapide 1 pour l'U238 pour atteindre une sous-absorption de -82 pcm . Le Gadolinium 155 présente des écarts significatifs entre SERPENT2 et TRIPOLI4 dans les groupes à basse énergie où sont localisées ses résonances absorbantes, des variations pour la validation en évolution peuvent être observées.

On peut conclure que de manière générale, les résultats sont acceptables et valident l'utilisation de SERPENT2 comme code de référence pour l'évolution.

Nous présentons aux tableaux E.4 à E.6 les erreurs statistiques associées à SERPENT2 pour la validation de ce code à temps par rapport à TRIPOLI4. Les erreurs statistiques de ce dernier se retrouvent tout au long de ce mémoire dans les différents tableaux étudiant les taux d'absorption à temps 0.

Tableau E.4 Erreurs statistiques associées à SERPENT2/TRIPOLI4 et à temps 0 - UOX.

Groupes	Borne sup,	U235	U238	H1	O16	B10	B11
		%	%	%	%	%	%
1	19,6 MeV	0,003628	0,003577	0,00013	0,0017904	0,00013	0,00013
2	2,23 MeV	0,0063429	0,0061055	0,00013	0,0030562	0,00013	0,00013
3	494 keV	0,0082766	0,0066577	0,00013	0,0033724	0,00013	0,00013
4	11,1 keV	0,015641	0,0101	0,00018	0,0060181	0,00018	0,00018
5	748 eV	0,013904	0,011658	0,00016	0,0045922	0,00016	0,00016
6	75,0 eV	0,033301	0,015487	0,00031	0,0095374	0,00031	0,00031
7	40,1 eV	0,015585	0,013562	0,00018	0,0056678	0,00018	0,00018
8	22,6 eV	0,012703	0,019916	0,00017	0,0048619	0,00017	0,00017
9	19 eV	0,0070768	0,039305	0,00012	0,0027382	0,00012	0,00012
10	7,6 eV	0,0054713	0,045031	0,00012	0,0024713	0,00012	0,00012
11	4 eV	0,003166	0,0050222	0,00012	0,001686	0,00011	0,001
12	0,625 eV	0,0037069	0,0052772	0,00014	0,0018439	0,00014	0,00015
13	190 meV	0,0064849	0,0068357	0,00024	0,0066498	0,00024	0,00314

Tableau E.5 Erreurs statistiques associées à SERPENT2/TRIPOLI4 et à temps 0 - MOX.

Gr.	Borne sup.	U235	U238	Pu239	Pu240	H1	O16
		%	%	%	%	%	%
1	19,6 MeV	0,0058218	0,0057015	0,0055479	0,0055915	0,00024	0,0028269
2	2,23 MeV	0,006443	0,0070578	0,0064444	0,0086528	0,00018	0,0034707
3	494 keV	0,0088821	0,0069112	0,0087053	0,0075662	0,00013	0,0033504
4	11,1 keV	0,016852	0,010487	0,01984	0,013225	0,00019	0,0058827
5	748 eV	0,017743	0,011341	0,013112	0,013883	0,00016	0,0044675
6	76,3 eV	0,047786	0,015723	0,035002	0,038901	0,00031	0,01019
7	39,7 eV	0,018718	0,013875	0,027931	0,033366	0,00018	0,0057701
8	22,5 eV	0,013465	0,019881	0,01669	0,032368	0,00017	0,0047431
9	19 eV	0,0070288	0,038957	0,0094466	0,020575	0,00011	0,0026352
10	7,6 eV	0,0053658	0,044011	0,0064465	0,018152	0,00011	0,0023866
11	4 eV	0,0030956	0,004916	0,0032007	0,0033517	0,00011	0,0016305
12	0,625 eV	0,0036387	0,0051729	0,0037054	0,0038581	0,00013	0,001792
13	190 meV	0,0062413	0,006589	0,0062358	0,0064747	0,00022	0,0061718

Tableau E.6 Erreurs statistiques associées à SERPENT2/TRIPOLI4 et à temps 0 - UO₂Gd₂O₃.

Gr.	Borne sup.	U235	U238	Gd155	Gd157	H1	O16
		%	%	%	%	%	%
1	19,6 MeV	0,0040385	0,003989	0,00284	0,0028406	0,00014	0,0019936
2	2,23 MeV	0,0063735	0,0061861	0,0028361	0,0028544	0,00014	0,0030836
3	494 keV	0,0084157	0,0067863	0,0054456	0,0052917	0,00013	0,0034277
4	11,1 keV	0,015917	0,01275	0,011928	0,0088011	0,00019	0,0082515
5	748 eV	0,014595	0,011843	0,0099678	0,015438	0,00016	0,0047994
6	76,3 eV	0,035733	0,016165	0,015614	0,017528	0,00031	0,011537
7	39,7 eV	0,016028	0,017142	0,011467	0,020804	0,00018	0,0096134
8	22,5 eV	0,013003	0,021781	0,010221	0,013989	0,00017	0,008078
9	19 eV	0,0072084	0,036812	0,0039939	0,0054606	0,00012	0,0041188
10	7,6 eV	0,0055265	0,041269	0,0031239	0,0031717	0,00012	0,0030185
11	4 eV	0,003208	0,0049297	0,0021767	0,0022872	0,00012	0,0017901
12	0,625 eV	0,0037741	0,0052301	0,0024067	0,0024133	0,00014	0,0018895
13	190 meV	0,0066052	0,0069593	0,0045283	0,0043933	0,00023	0,0062365

ANNEXE F

Validation de l'UOX en évolution par rapport à TRIPOLI4D

En se basant sur le principe que TRIPOLI4D et APOLLO2 utilisent la même bibliothèque de données nucléaires (CEA VX.1.2), il est plus justifié de représenter les écarts relatifs. À noter que des écarts conséquents sont présents à faible irradiation. Afin d'autoprotéger les actinides non présents en début d'évolution, il a été nécessaire de les inclure dans les mélanges en quantité infime.

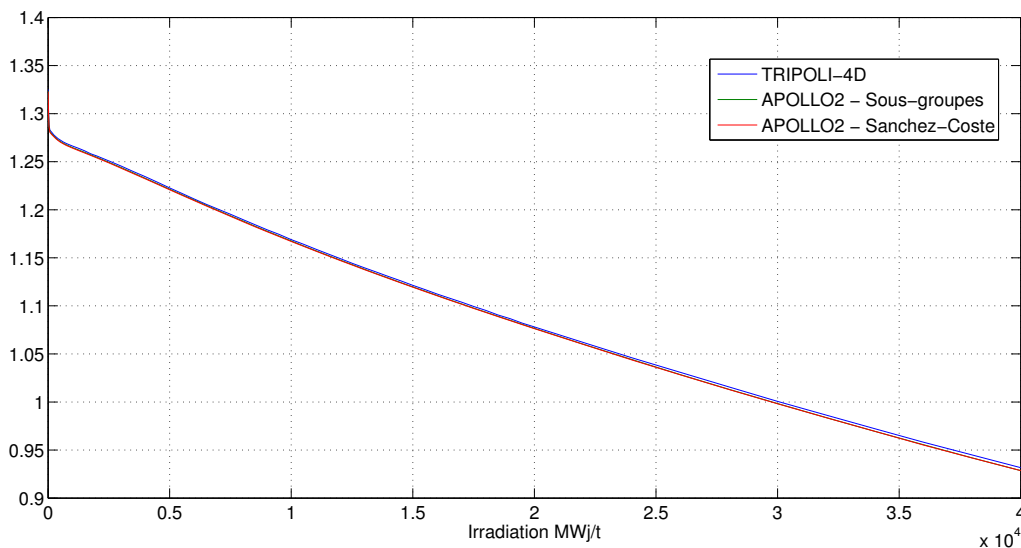


Figure F.1 Évolution du k_{eff} en fonction de l'irradiation - UOX - T4D.

D'un point de vue macroscopique, la dérive du k_{eff} est plus faible en Sanchez-Coste, bien que globalement, les sous-groupes sont plus efficace (figures F.1 et F.2). La technique prédicteur-correcteur n'étant pas activée dans l'étude TRIPOLI4D, nous observons qu'à partir de 2 GWj/t , moment où les pas d'irradiation sont relâchés, les résultats sont moins satisfaisants. Au niveau de l'évolution des isotopes, les résultats sont acceptables (figure F.3 à F.14). Nous ne commentons que la cellule (5,1). La plupart des actinides ont une erreur inférieure à 1,5 %, sauf le Cm242 qui accumule les écarts de ses isotopes pères. De plus, notons que le Cm245 présente ce qui semble être un problème de convergence car sa variation temporelle n'est pas linéaire. Quant aux produits de fission, ils sont tous très bien évalués avec des écarts inférieurs à 1% sauf pour le Gd155 à partir de 2 GWj/t . Le problème viendrait

donc du manque de convergence qui nécessite l'activation du prédicteur-correcteur ou d'un raffinement des pas d'évolution. En conclusion, on peut dire que la validation en évolution par rapport à TRIPOLI4D est acceptable.

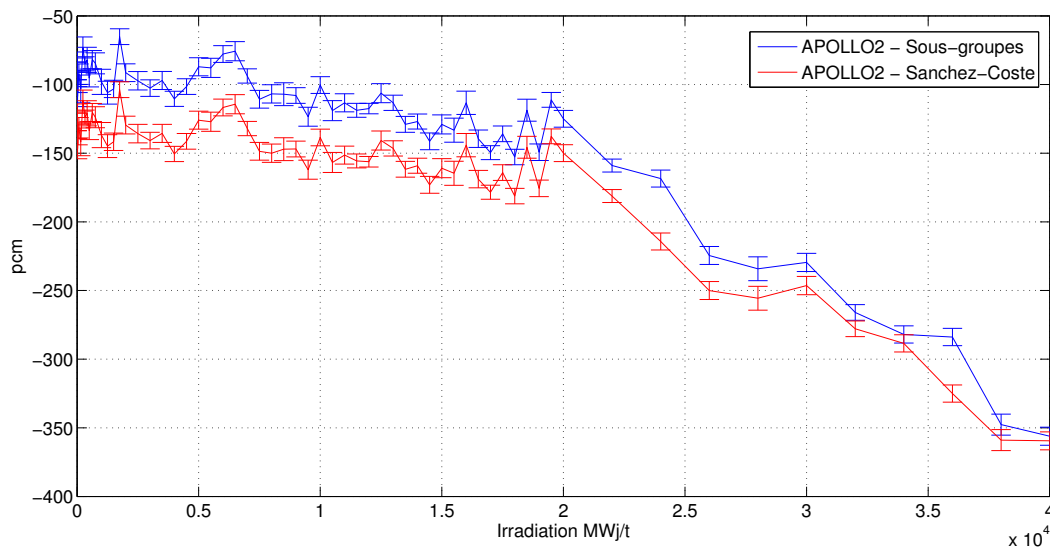


Figure F.2 Évolution de l'écart du k_{eff} en fonction de l'irradiation - UOX - T4D.

Cellule (5,1)

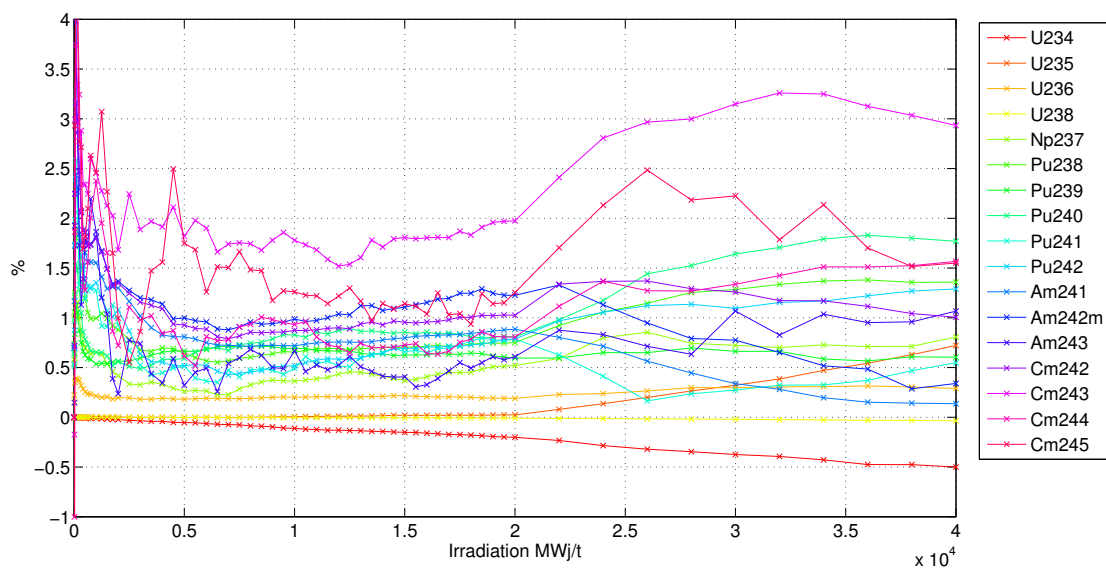


Figure F.3 Écarts relatifs sur la concentration des actinides en fonction de l'irradiation - Sous-groupes - (5,1) - UOX.

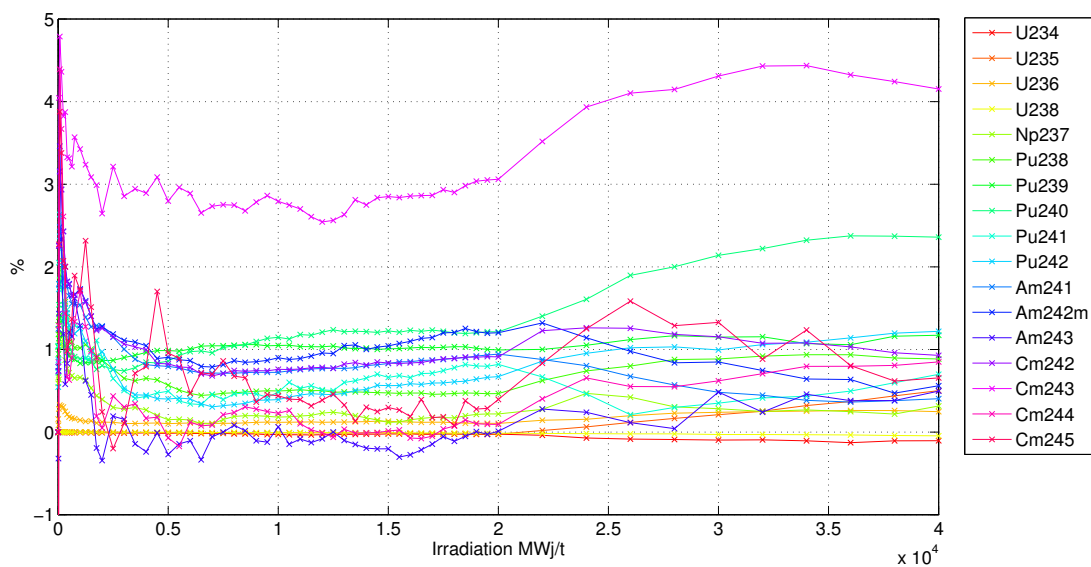


Figure F.4 Écart relatif sur la concentration des actinides en fonction de l'irradiation - Sanchez-Coste - (5,1) - UOX.

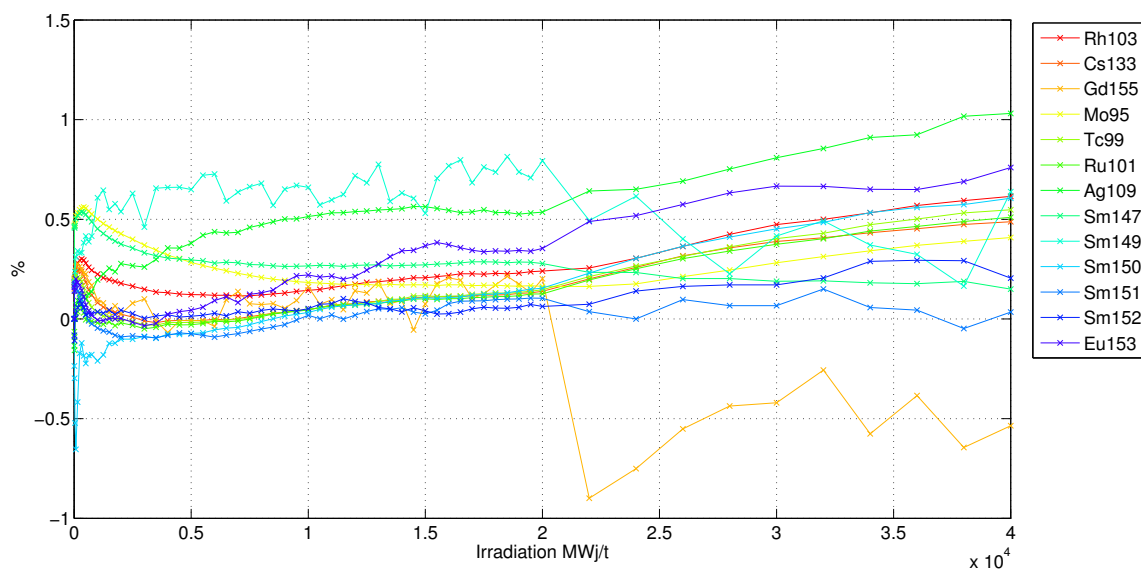


Figure F.5 Écart relatif sur la concentration des PF en fonction de l'irradiation - Sous-groupes - (5,1) - UOX.

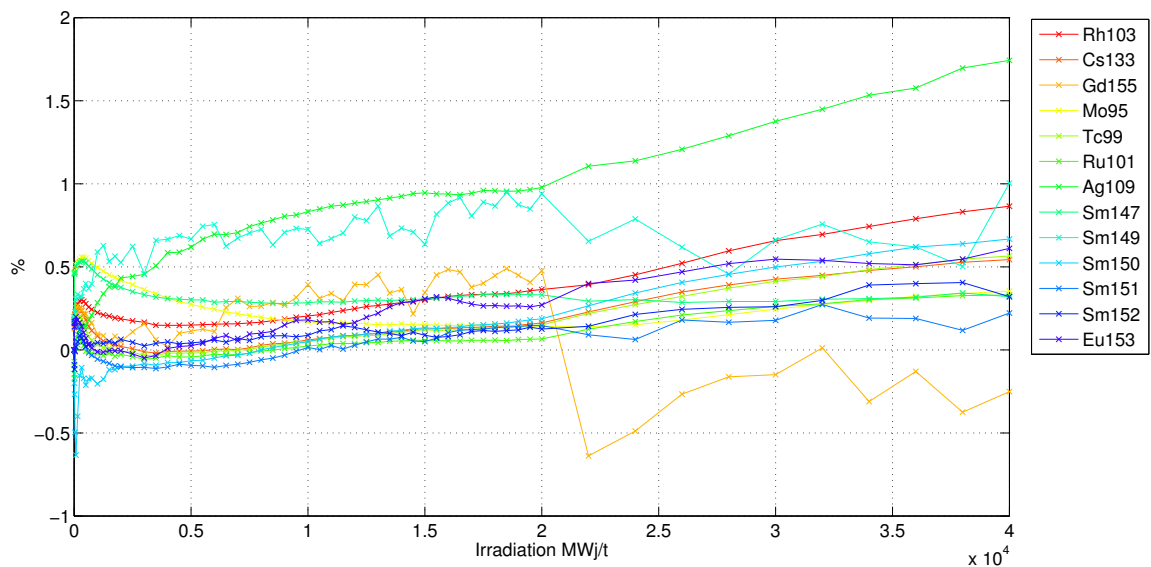


Figure F.6 Écart relatif sur la concentration des PF en fonction de l'irradiation - Sanchez-Coste - (5,1) - UOX.

Cellule (6,3)

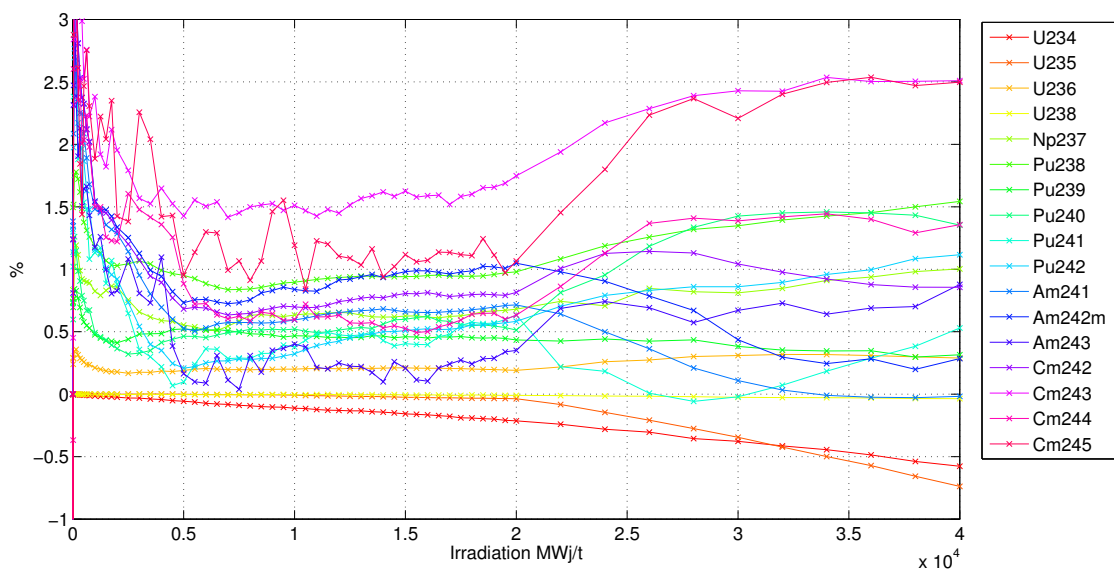


Figure F.7 Écart relatif sur la concentration des actinides en fonction de l'irradiation - Sous-groupes - (6,3) - UOX.

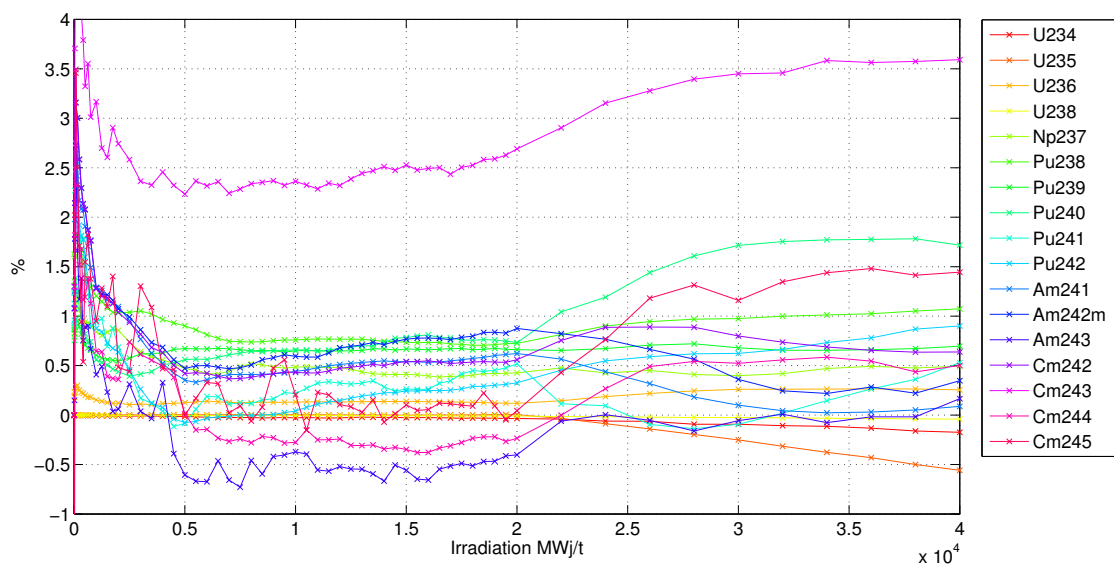


Figure F.8 Écarts relatifs sur la concentration des actinides en fonction de l'irradiation - Sanchez-Coste - (6,3) - UOX.

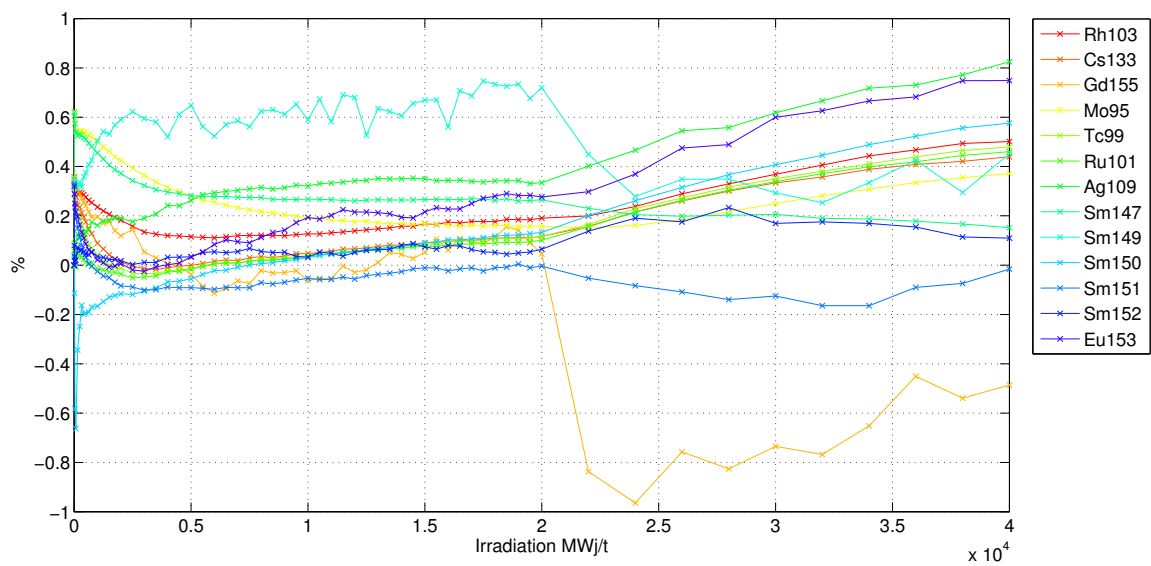


Figure F.9 Écarts relatifs sur la concentration des PF en fonction de l'irradiation - Sous-groupes - (6,3) - UOX.

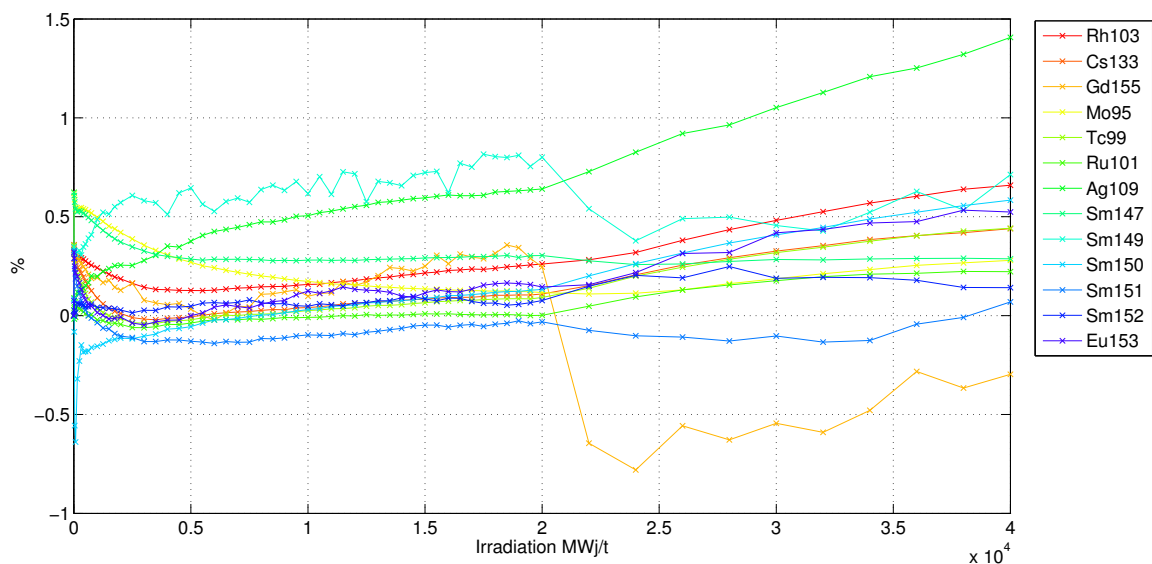


Figure F.10 Écarts relatifs sur la concentration des PF en fonction de l'irradiation - Sanchez-Coste - (6,3) - UOX.

Cellule (8,6)

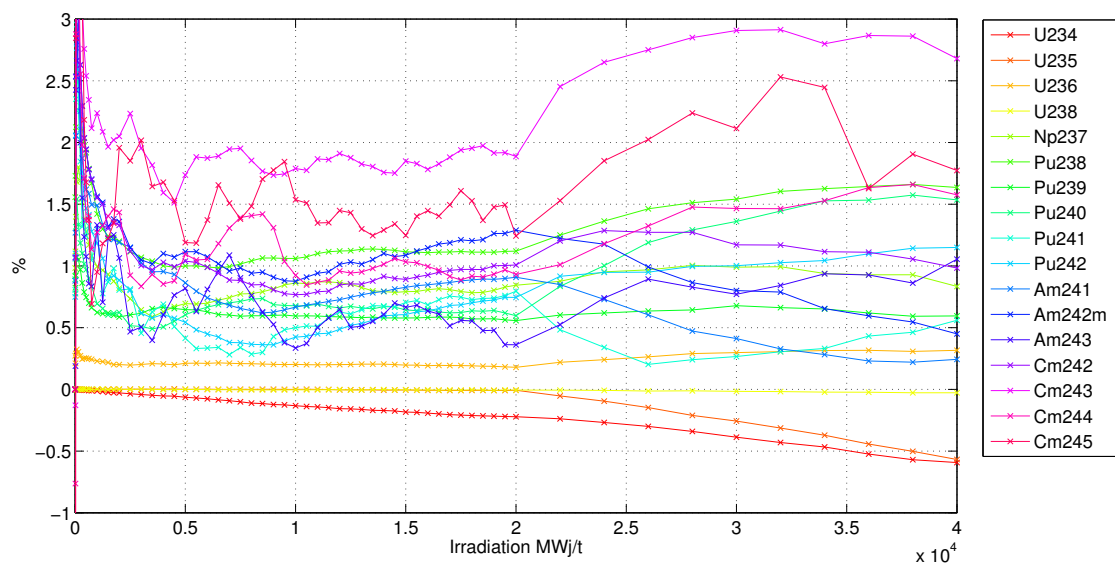


Figure F.11 Écarts relatifs sur la concentration des actinides en fonction de l'irradiation - Sous-groupes - (8,6) - UOX.

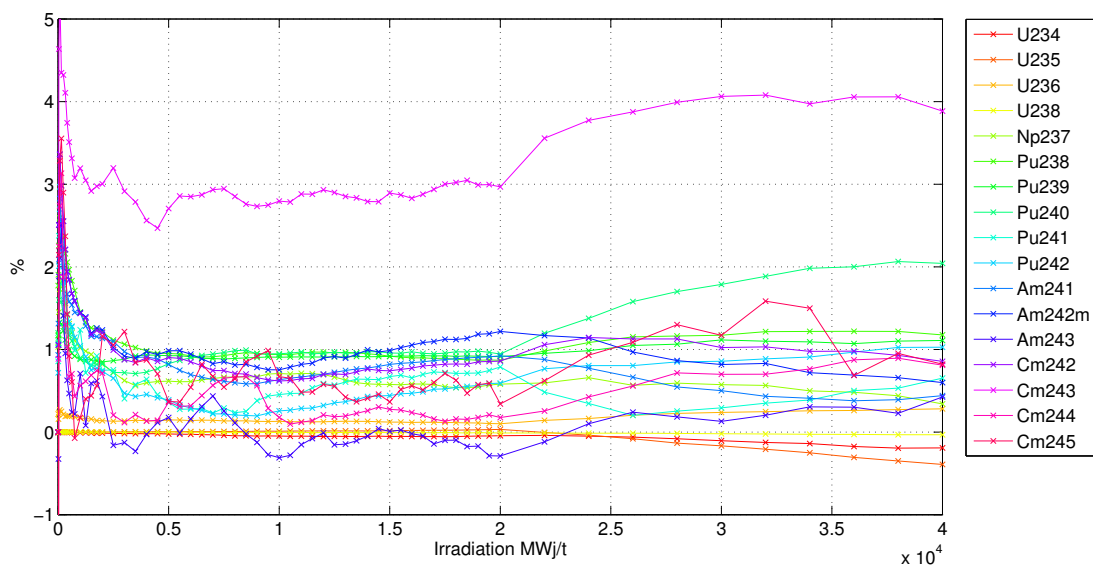


Figure F.12 Écart relatif sur la concentration des actinides en fonction de l'irradiation - Sanchez-Coste - (8,6) - UOX.

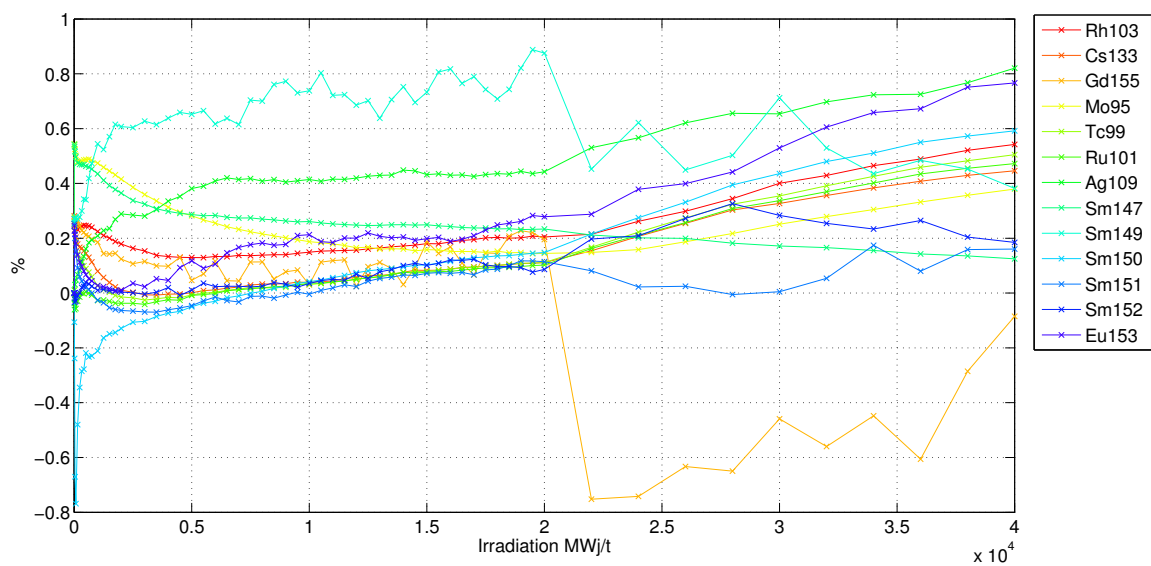


Figure F.13 Écart relatif sur la concentration des PF en fonction de l'irradiation - Sous-groupes - (8,6) - UOX.

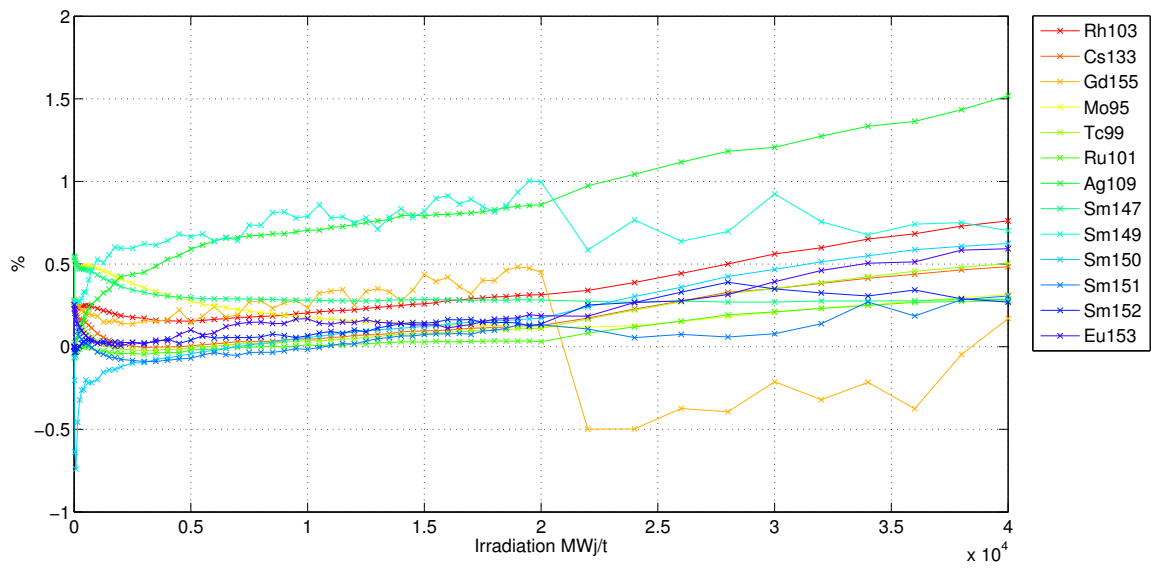


Figure F.14 Écarts relatifs sur la concentration des PF en fonction de l'irradiation - Sanchez-Coste - (8,6) - UOX.

ANNEXE G

Validation en évolution d'APOLLO2 par rapport à SERPENT2

Pour le cas UOX, les résultats sont satisfaisants. Le même constat peut être appliqué à ce qui a été observé pour la cellule (5,1). Une sous-estimation du code déterministe est réalisée pour l'Ag109 ainsi qu'une sur-estimation pour l'Am242m. Pour ce dernier isotope, la remarque indiquée précédemment est la différence du rapport d'embranchement (n, γ) entre APOLLO2 et SERPENT2/DRAGON5. L'emplacement de la cellule dans l'assemblage n'a pas d'influence sur le calcul des concentrations.

L'étude MOX présente les mêmes conclusions que pour l'UOX, l'Ag109 et l'Am242m sont toujours décalés entre le stochastique et le déterministe. Qu'importe la teneur ou l'environnement, les résultats des différentes cellules sont similaires.

Par contre pour l'assemblage gadoliné, les variations entre crayons sont importantes. Cela est dû à la présence de Gadolinium. La cellule (8,6) qui ne contient pas de poison neutronique présente des résultats aussi bons que l'UOX ou le MOX. Mais la pastille (6,1) a les mêmes écarts que la cellule (3,3) gadolinée présentée précédemment.

UOX Cellule (6,3)

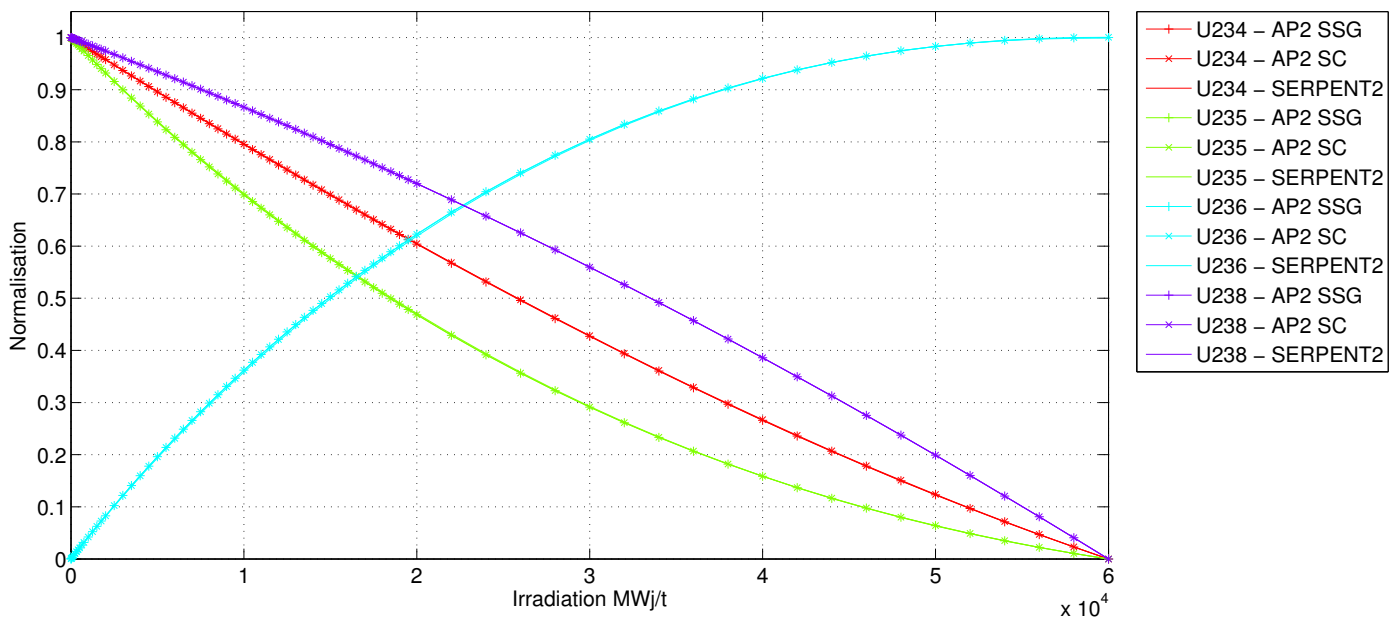


Figure G.1 Évolution des concentrations de l'Uranium - UOX - (6,3).

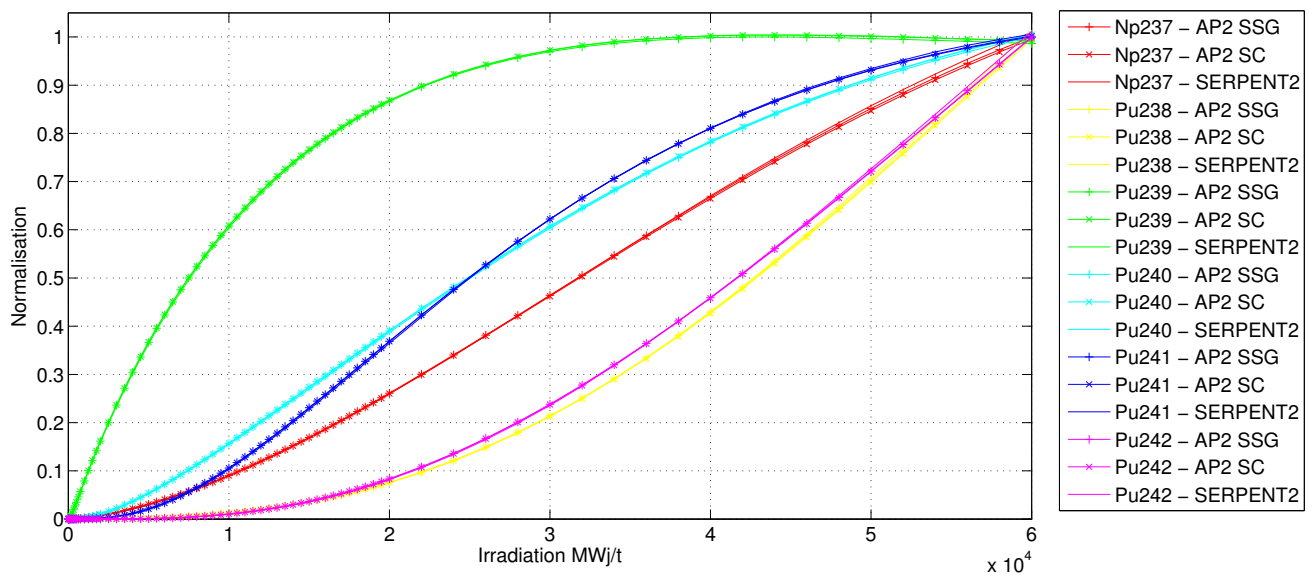


Figure G.2 Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - UOX - (6,3).

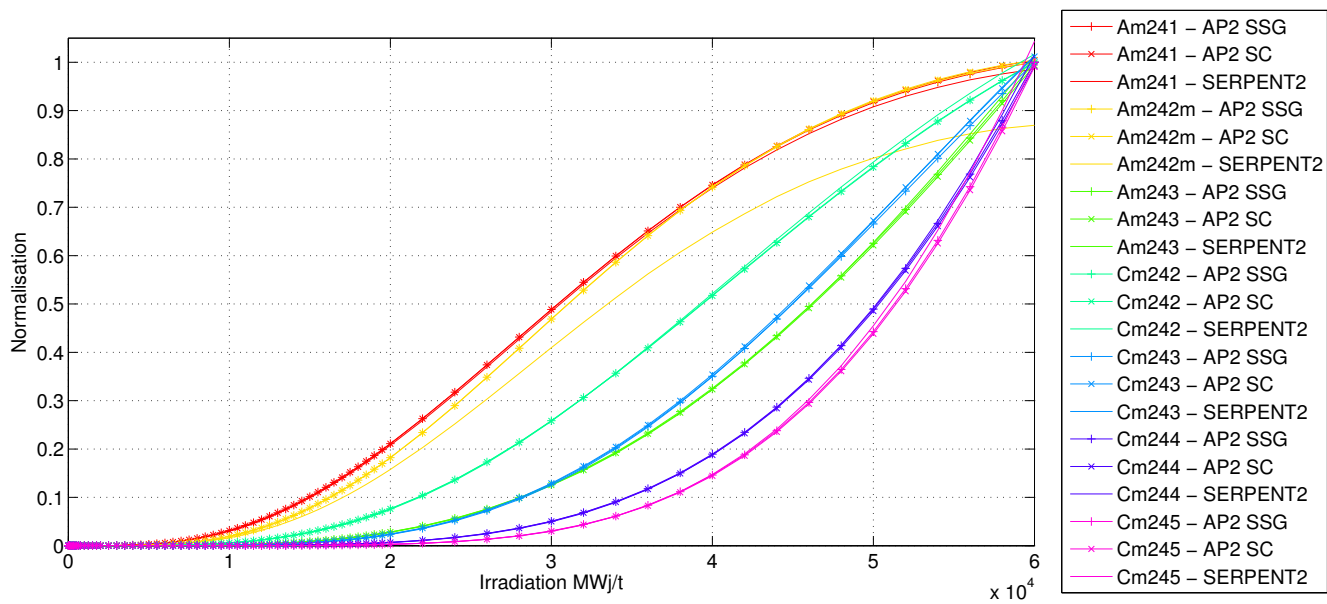


Figure G.3 Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - UOX - (6,3).

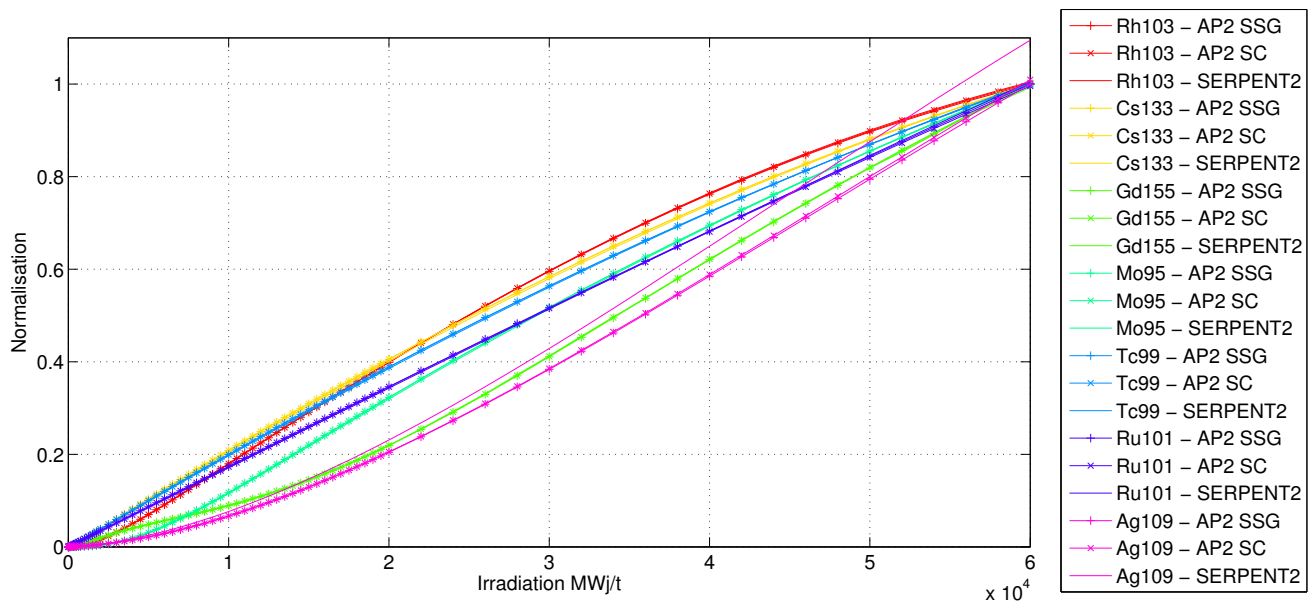


Figure G.4 Évolution des concentrations des produits de fission (1) - UOX - (6,3).

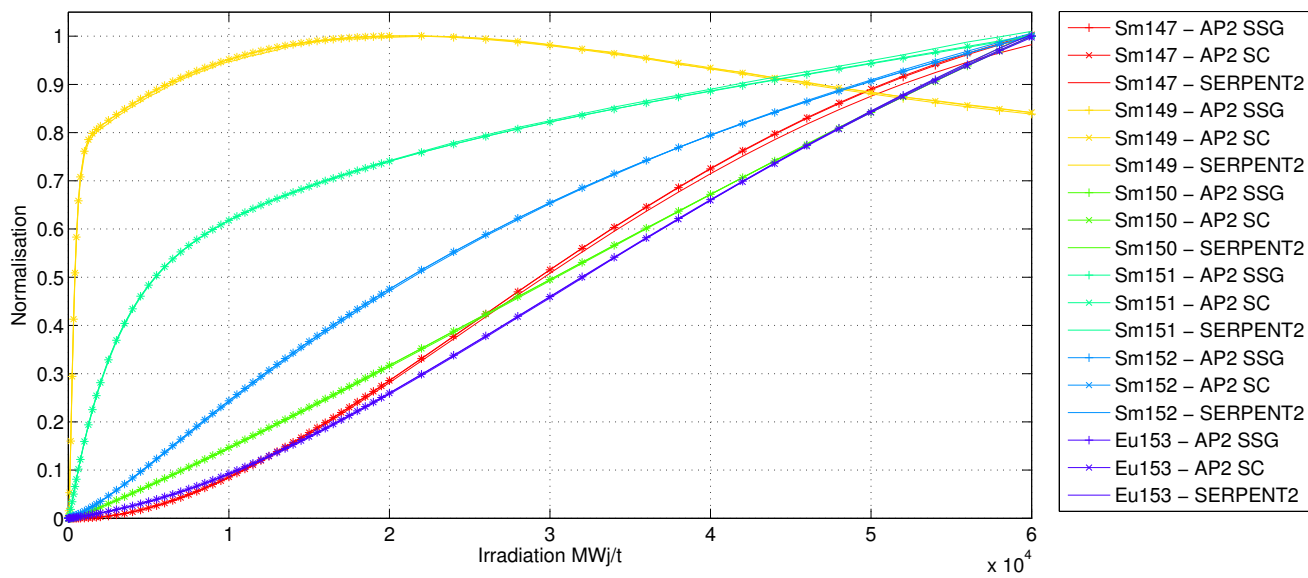


Figure G.5 Évolution des concentrations des produits de fission (2) - UOX - (6,3).

Cellule (8,6)

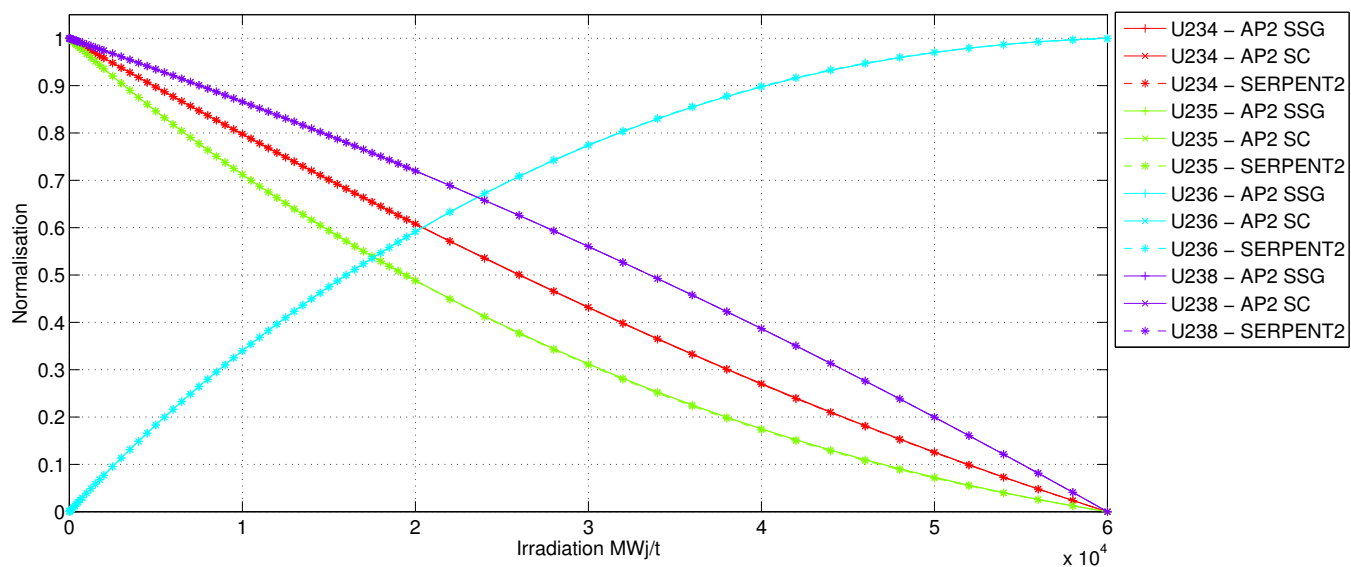


Figure G.6 Évolution des concentrations de l'Uranium - UOX - (8,6).

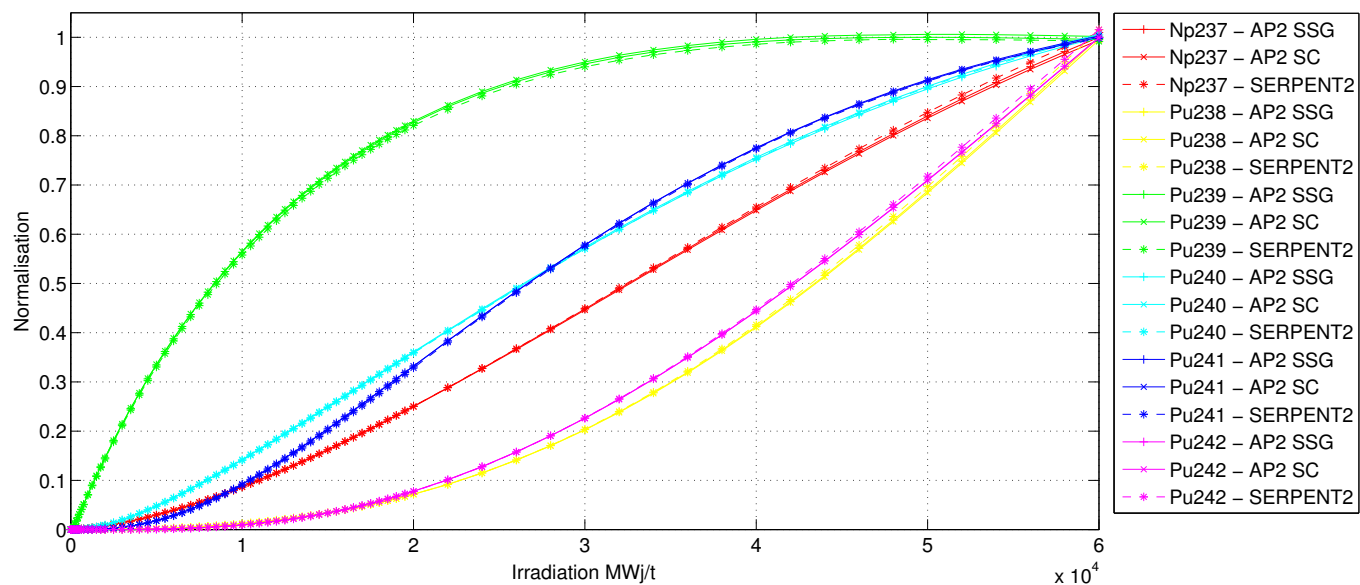


Figure G.7 Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - UOX - (8,6).

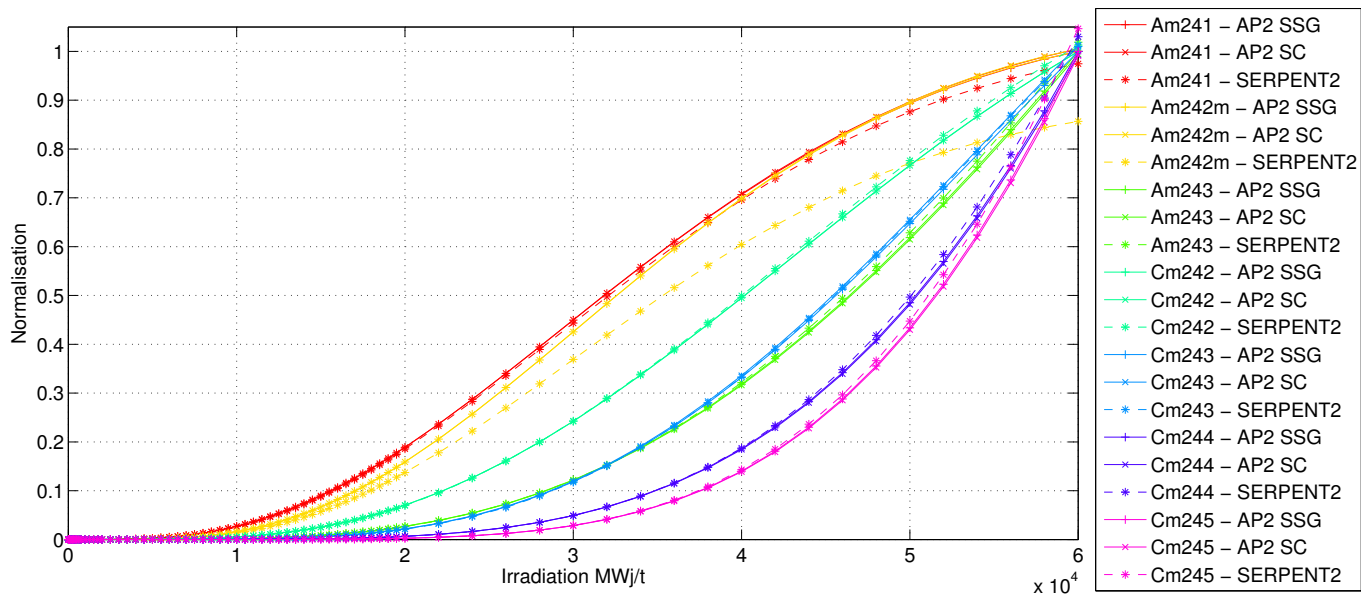


Figure G.8 Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - UOX - (8,6).

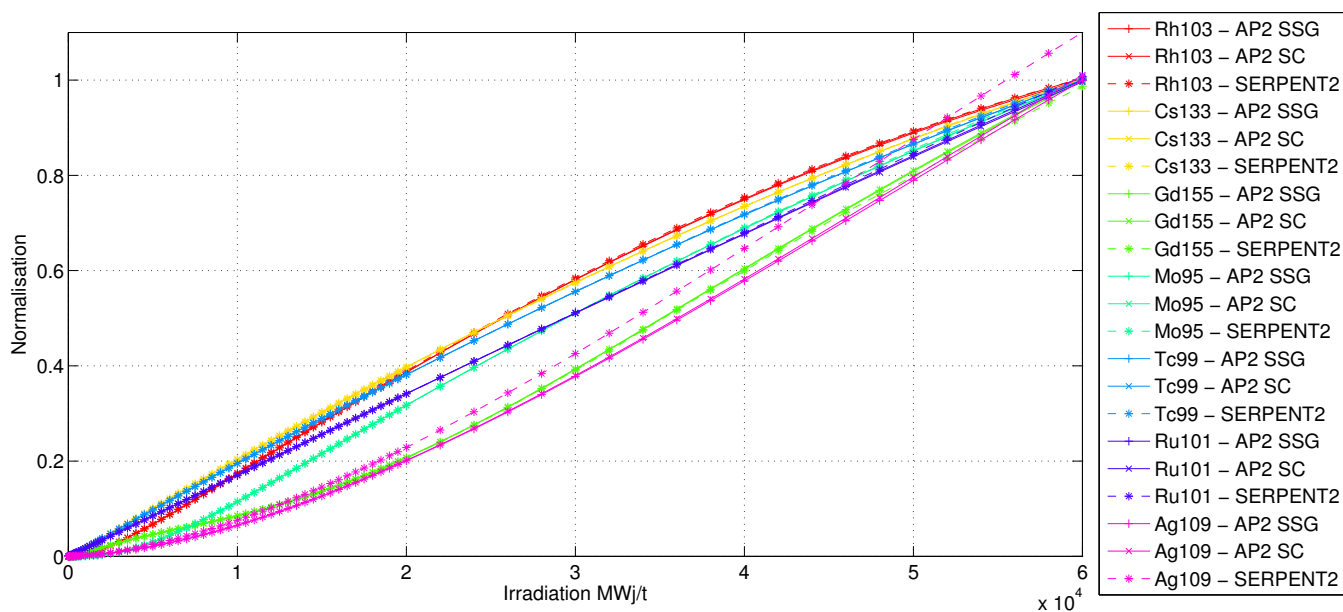


Figure G.9 Évolution des concentrations des produits de fission (1) - UOX - (8,6).

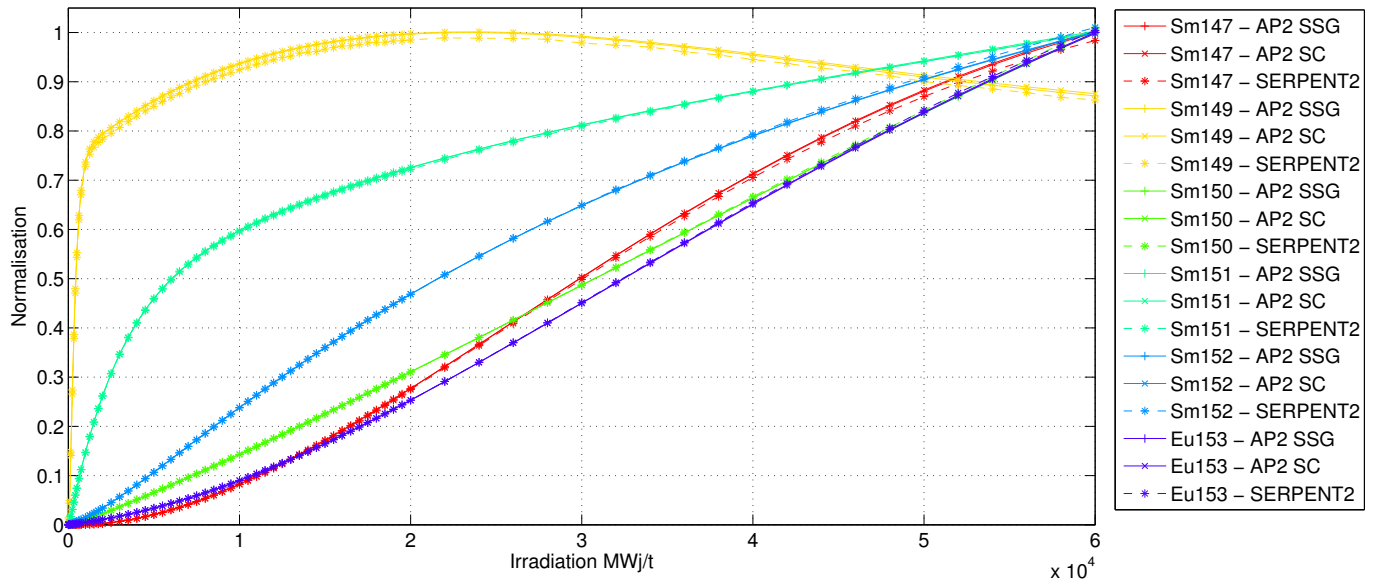


Figure G.10 Évolution des concentrations des produits de fission (2) - UOX - (8,6).

MOX Cellule (6,3)

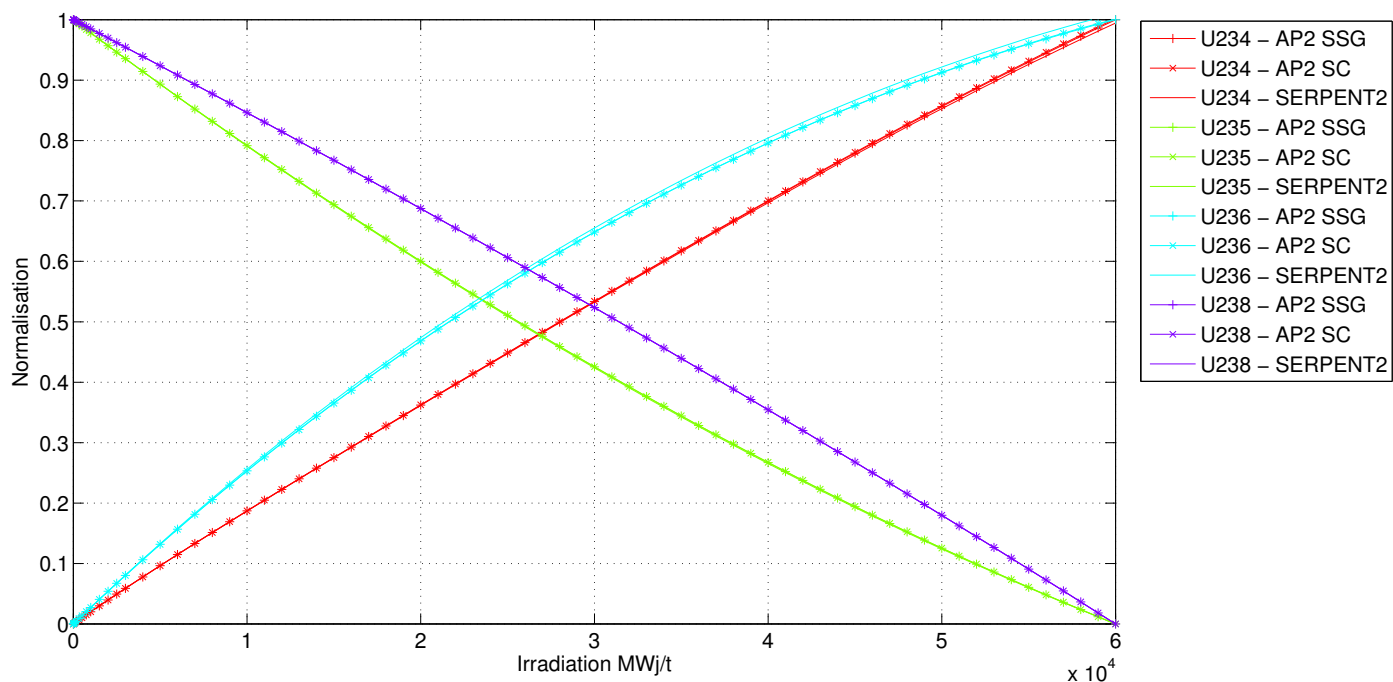


Figure G.11 Évolution des concentrations de l'Uranium - MOX - (6,3).

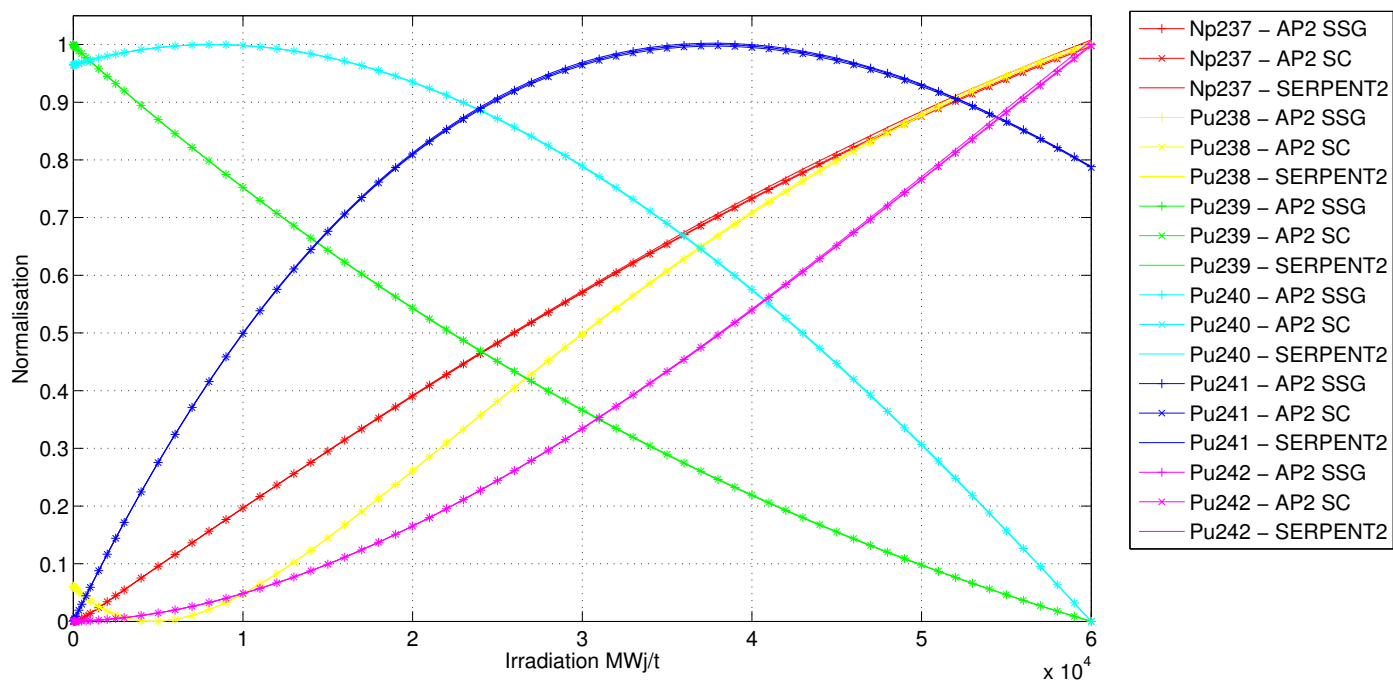


Figure G.12 Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - MOX - (6,3).

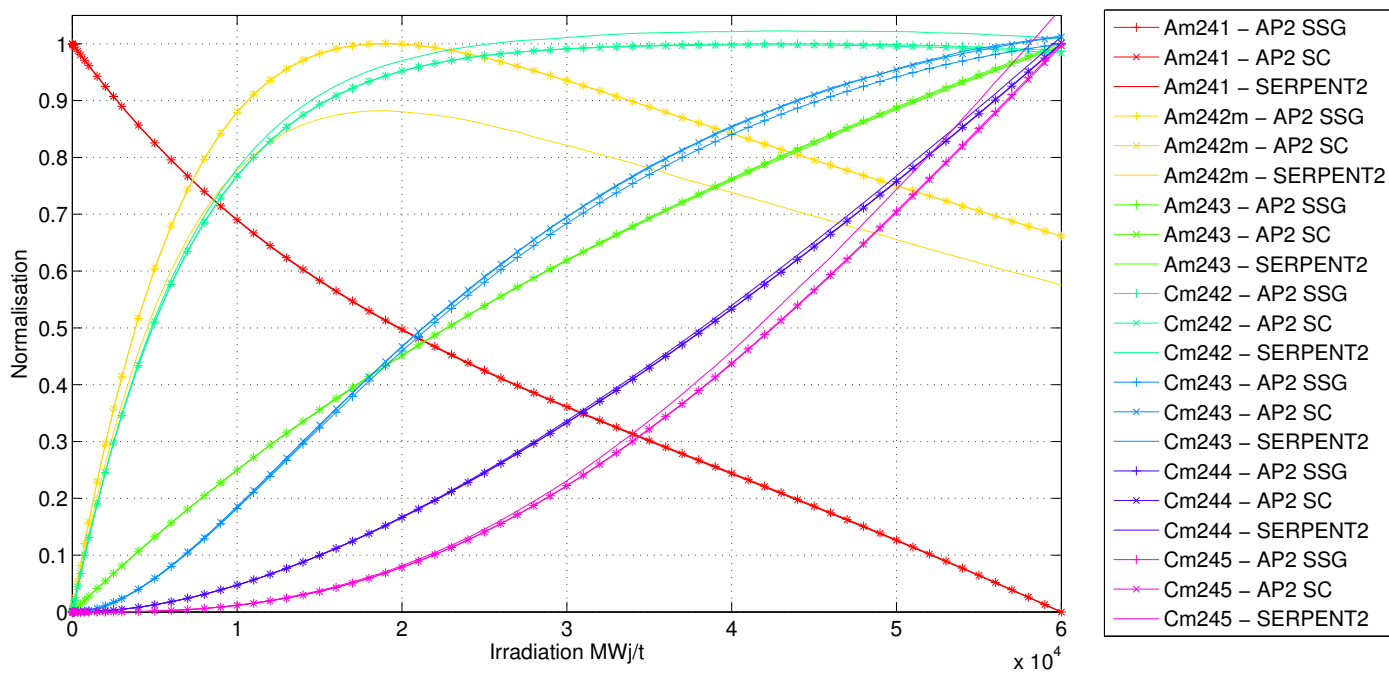


Figure G.13 Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - MOX - (6,3).

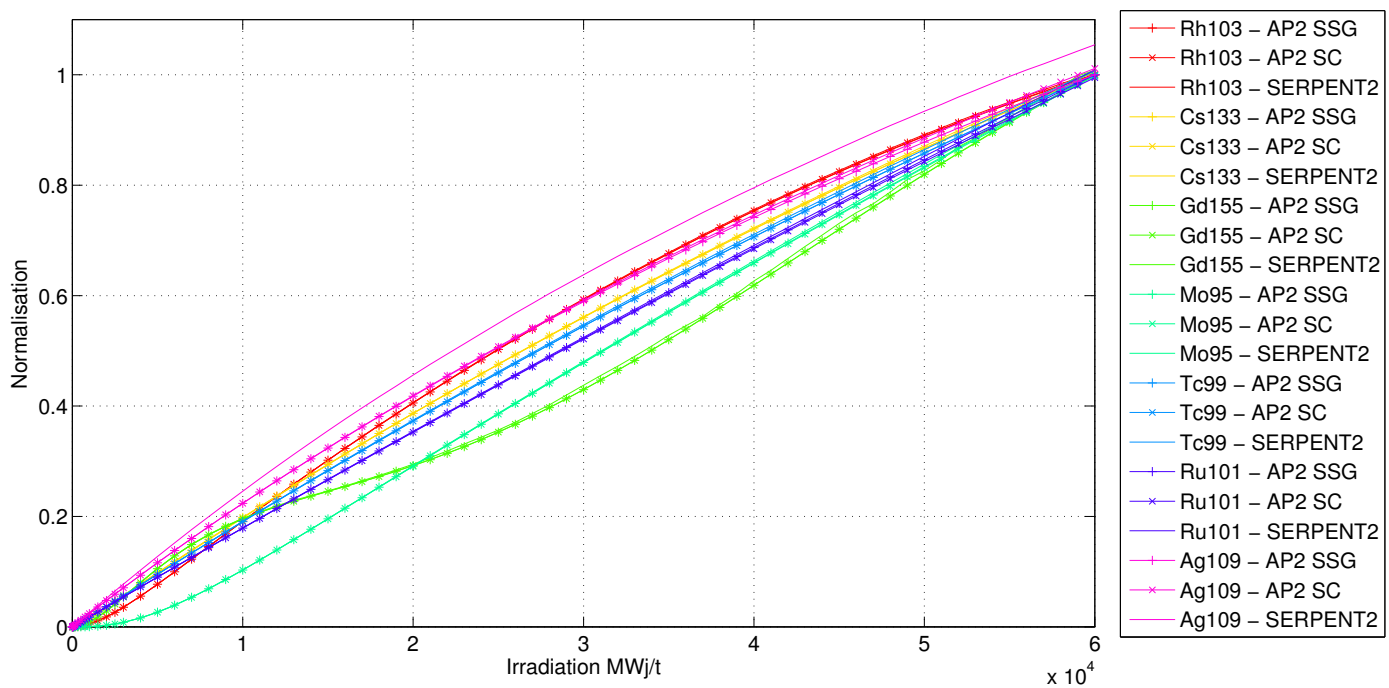


Figure G.14 Évolution des concentrations des produits de fission (1) - MOX - (6,3).

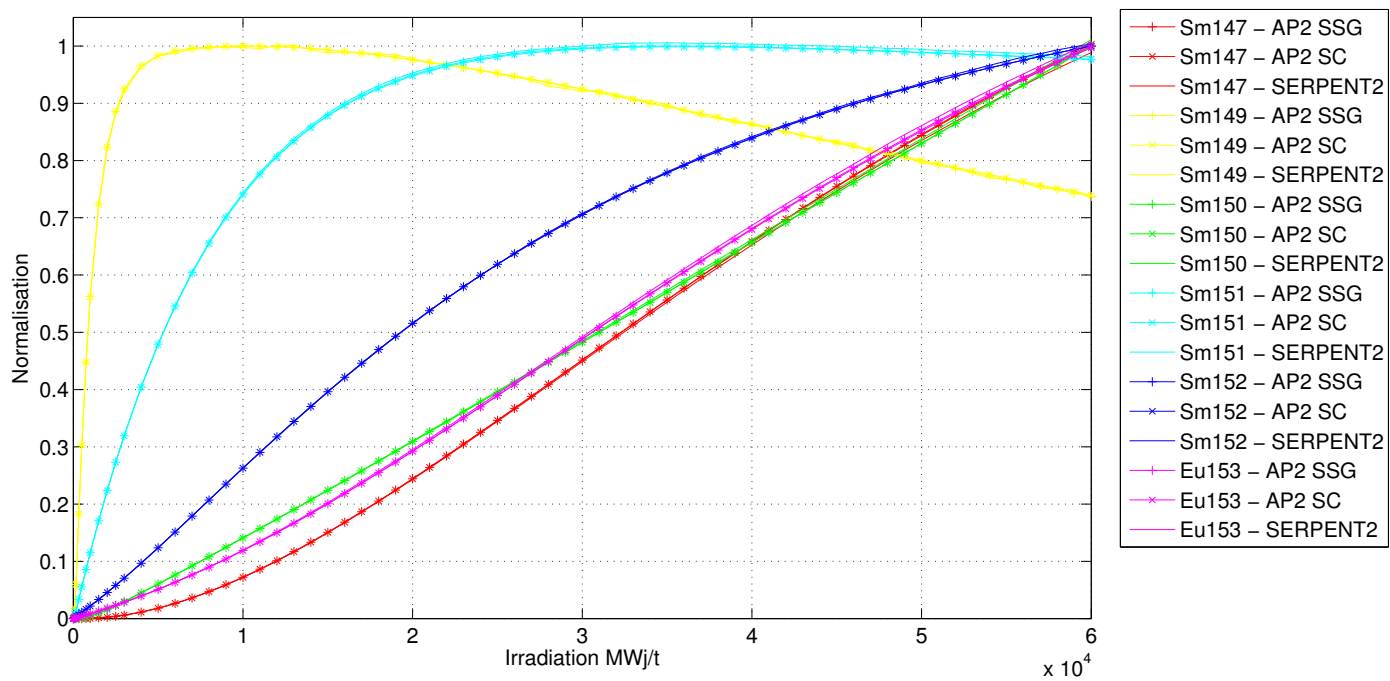


Figure G.15 Évolution des concentrations des produits de fission (2) - MOX - (6,3).

Cellule (8,4)

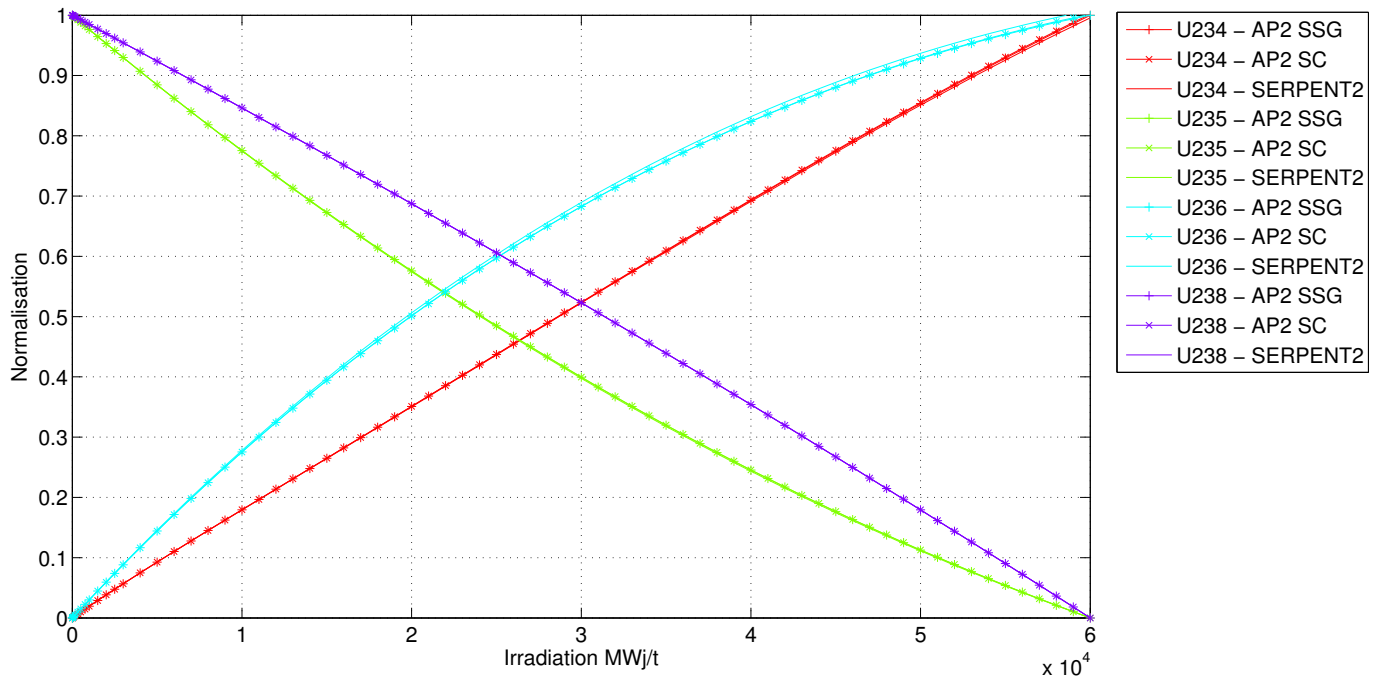


Figure G.16 Évolution des concentrations de l'Uranium - MOX - (8,4).

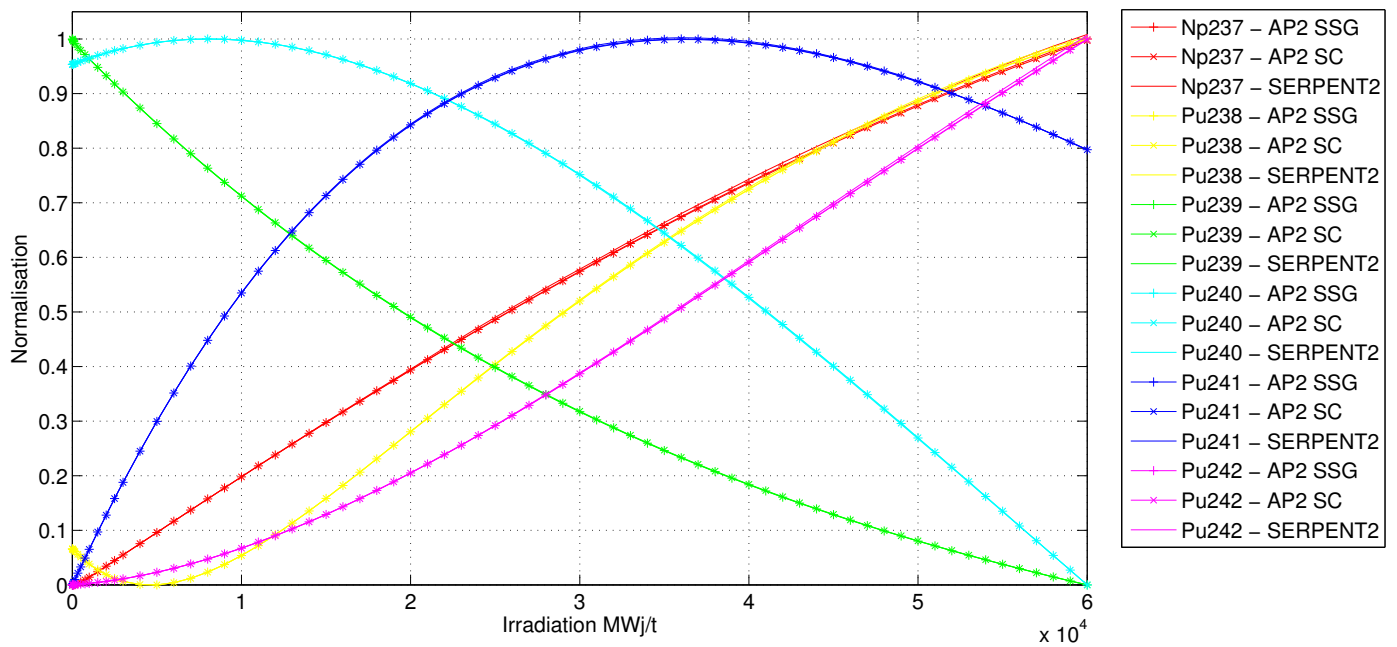


Figure G.17 Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - MOX - (8,4).

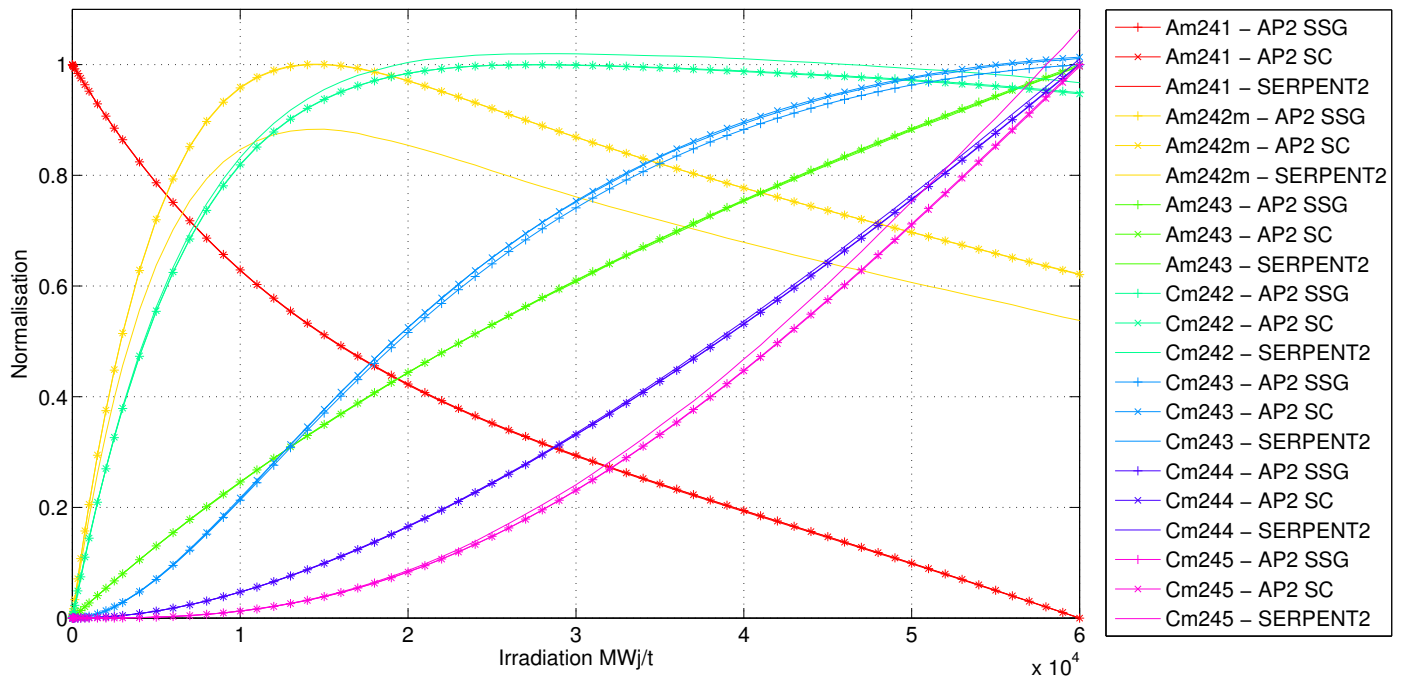


Figure G.18 Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - MOX - (8,4).

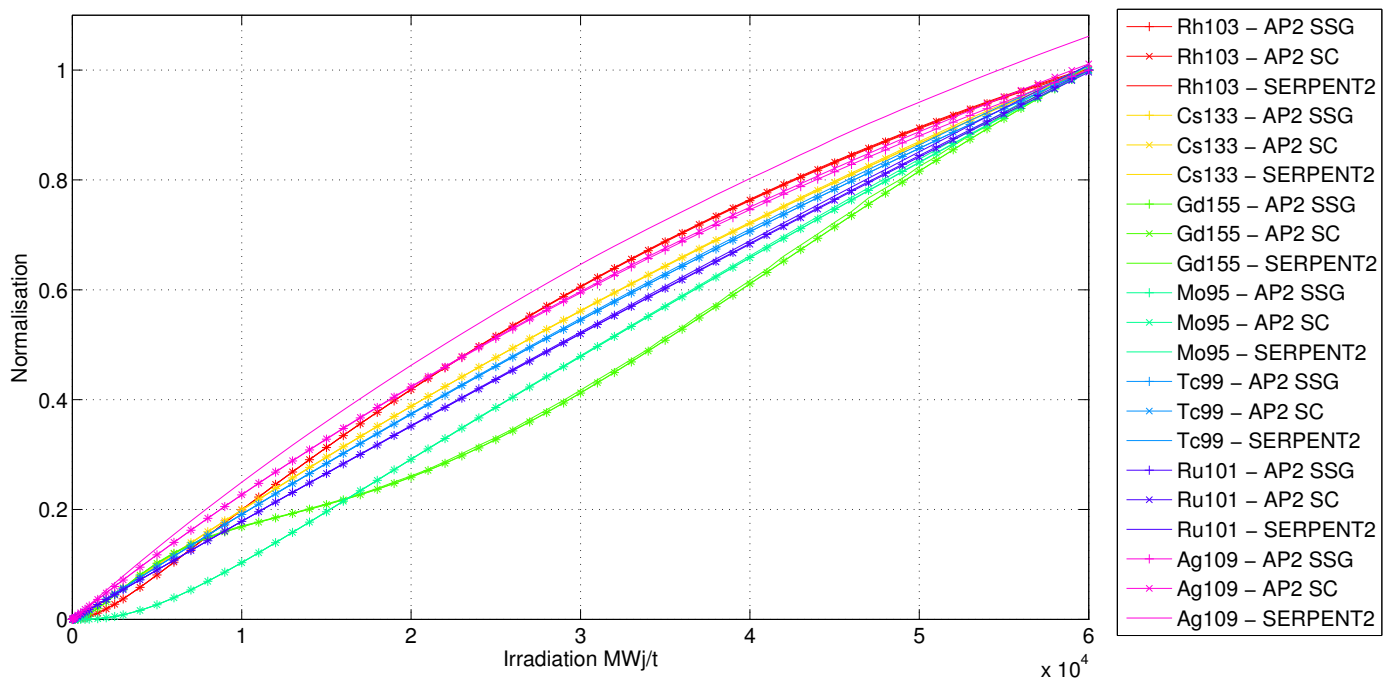


Figure G.19 Évolution des concentrations des produits de fission (1) - MOX - (8,4).

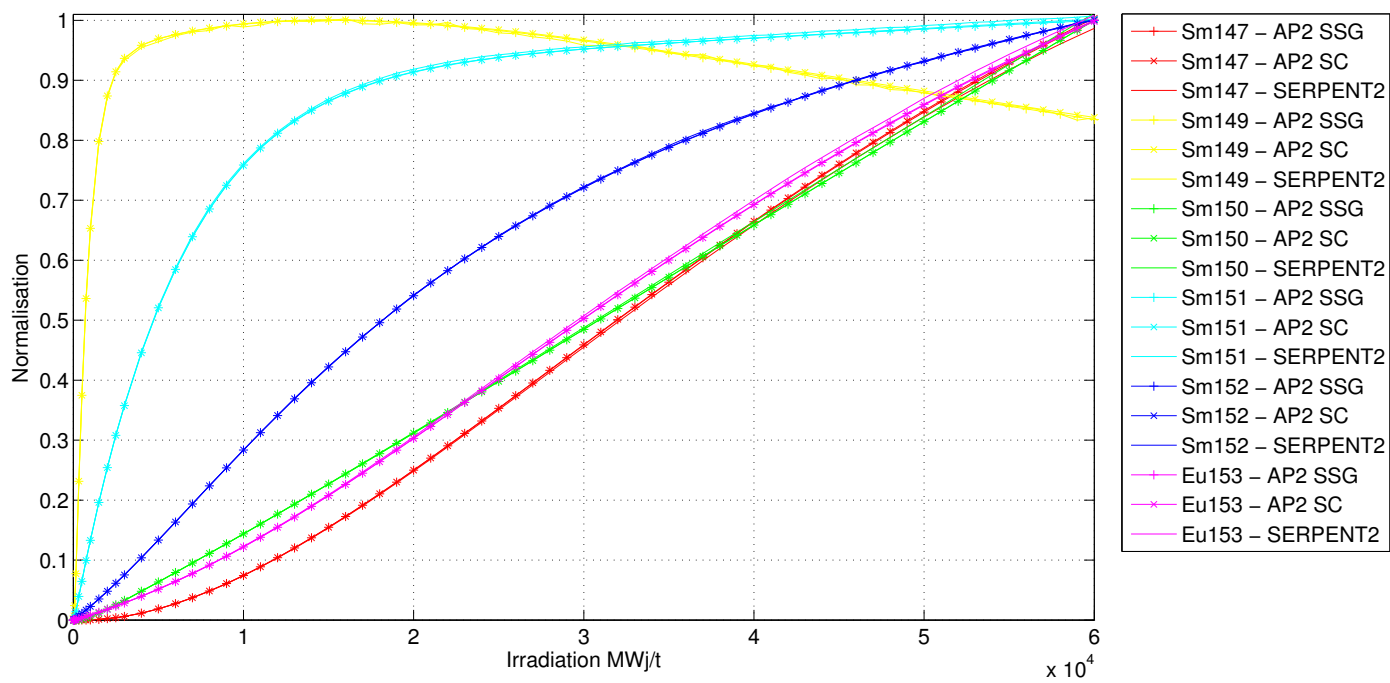


Figure G.20 Évolution des concentrations des produits de fission (2) - MOX - (8,4).

Cellule (8,6)

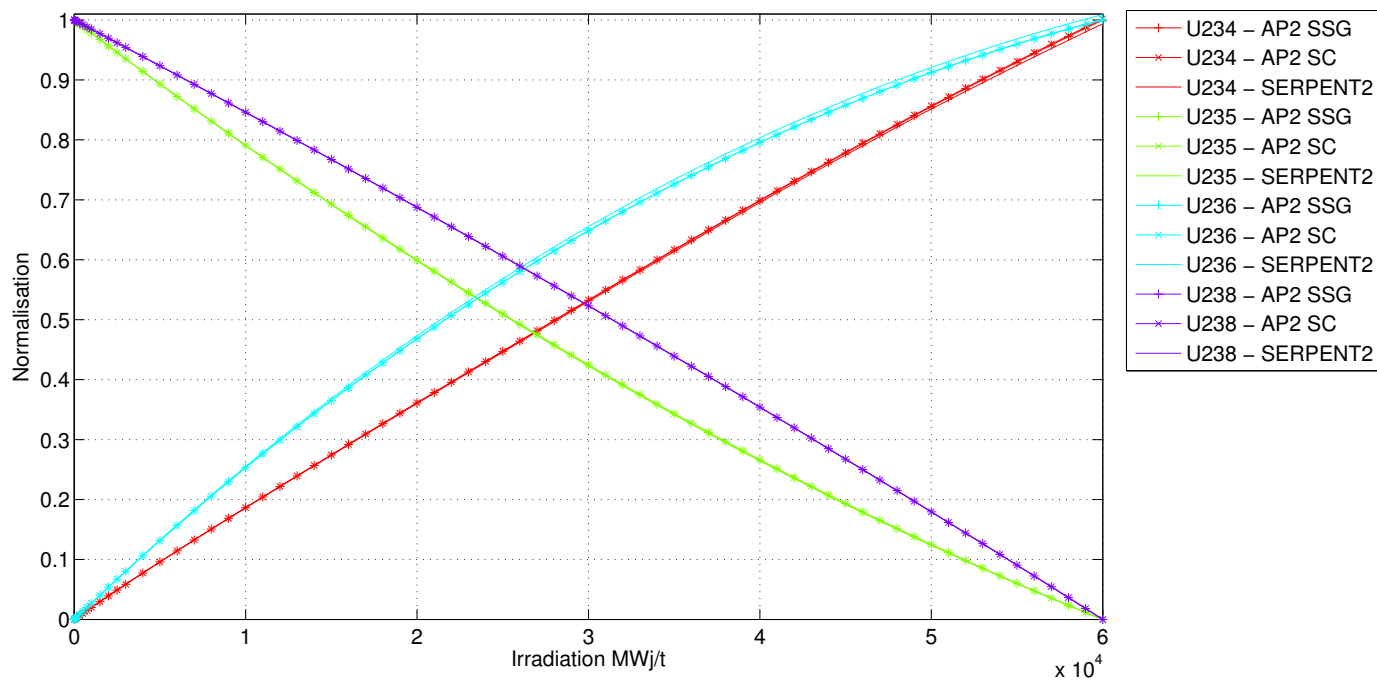


Figure G.21 Évolution des concentrations de l'Uranium - MOX - (8,6).

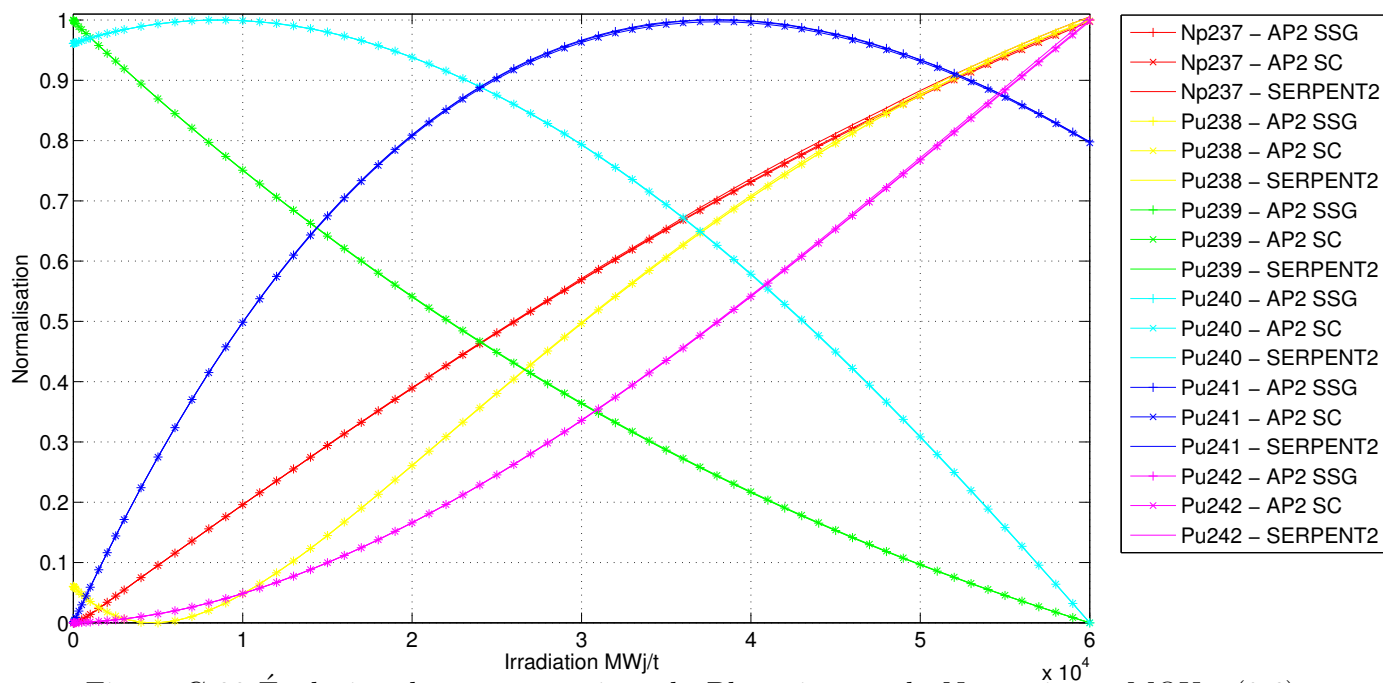


Figure G.22 Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - MOX - (8,6).

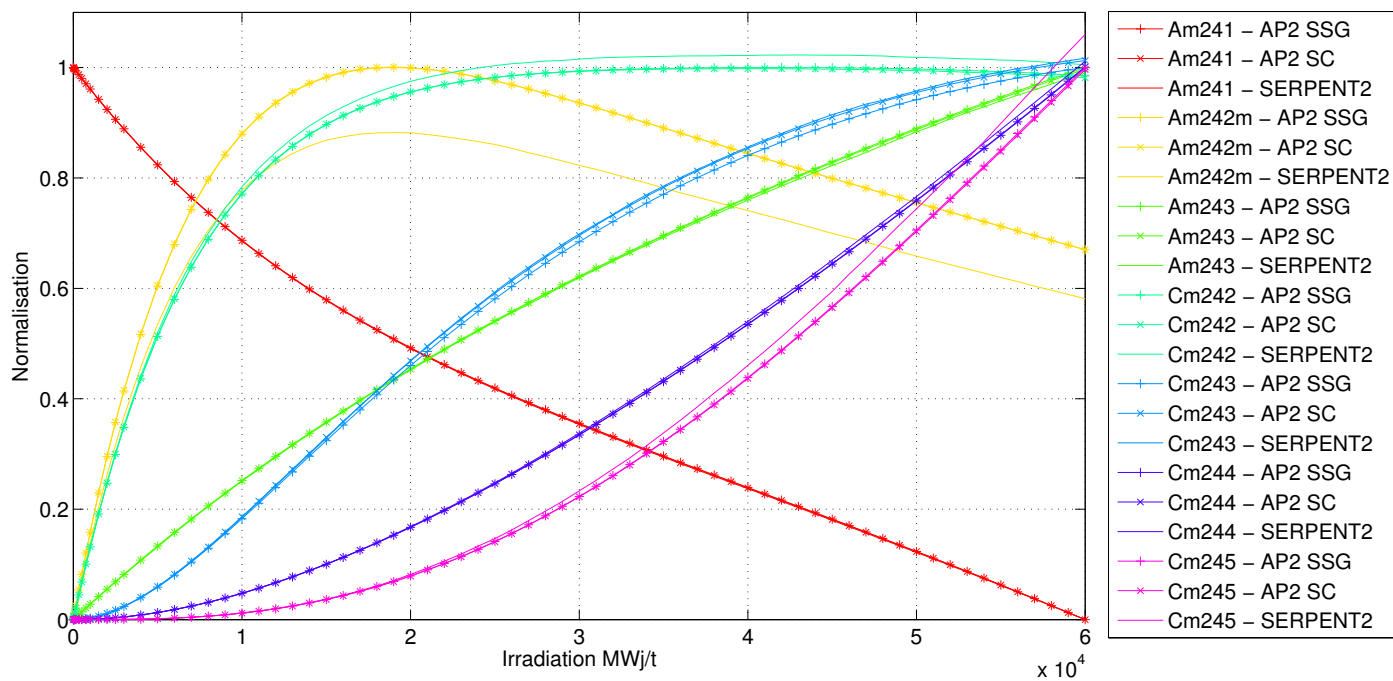


Figure G.23 Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - MOX - (8,6).

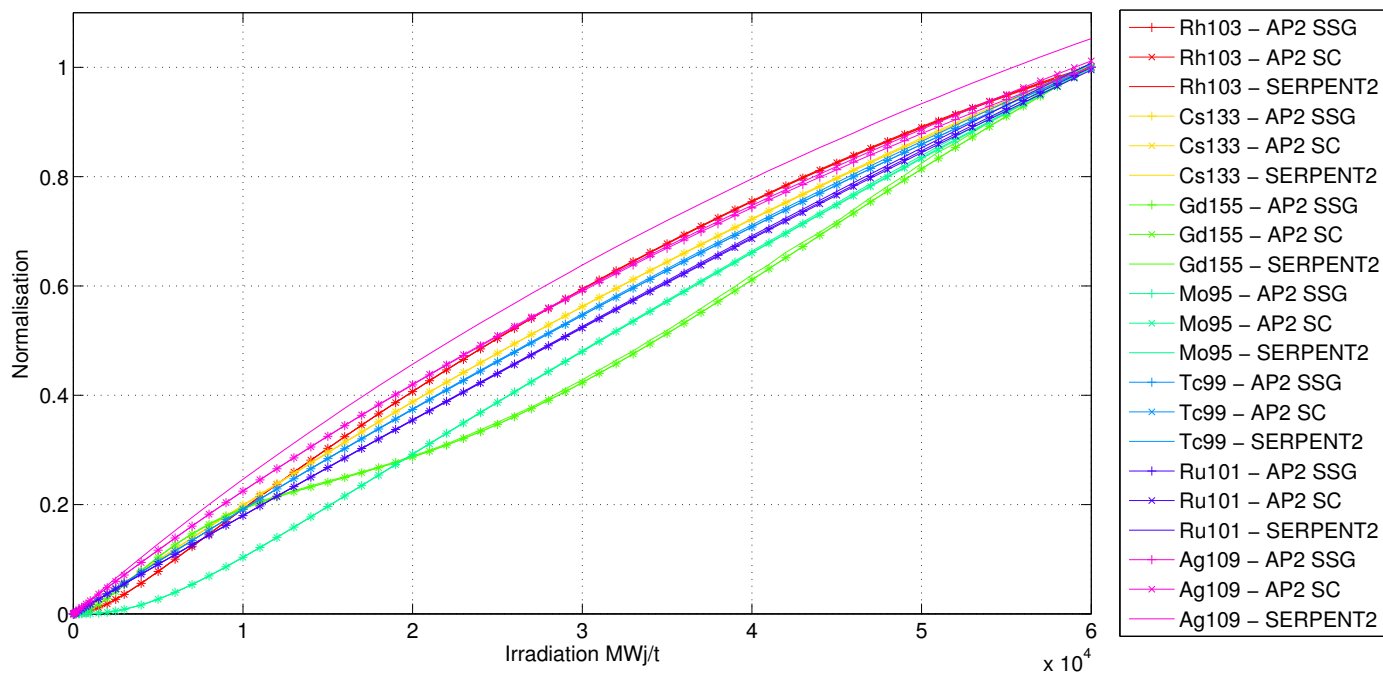


Figure G.24 Évolution des concentrations des produits de fission (1) - MOX - (8,6).

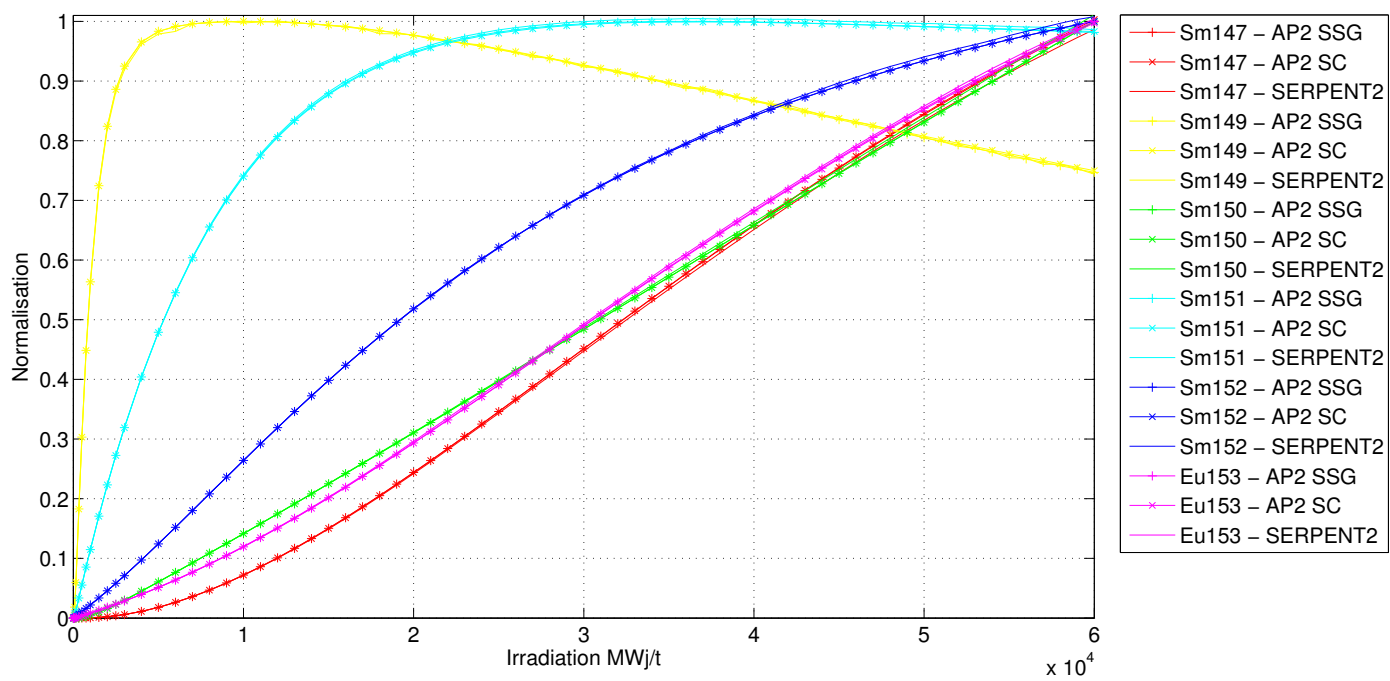


Figure G.25 Évolution des concentrations des produits de fission (2) - MOX - (8,6).

Cellule (9,8)

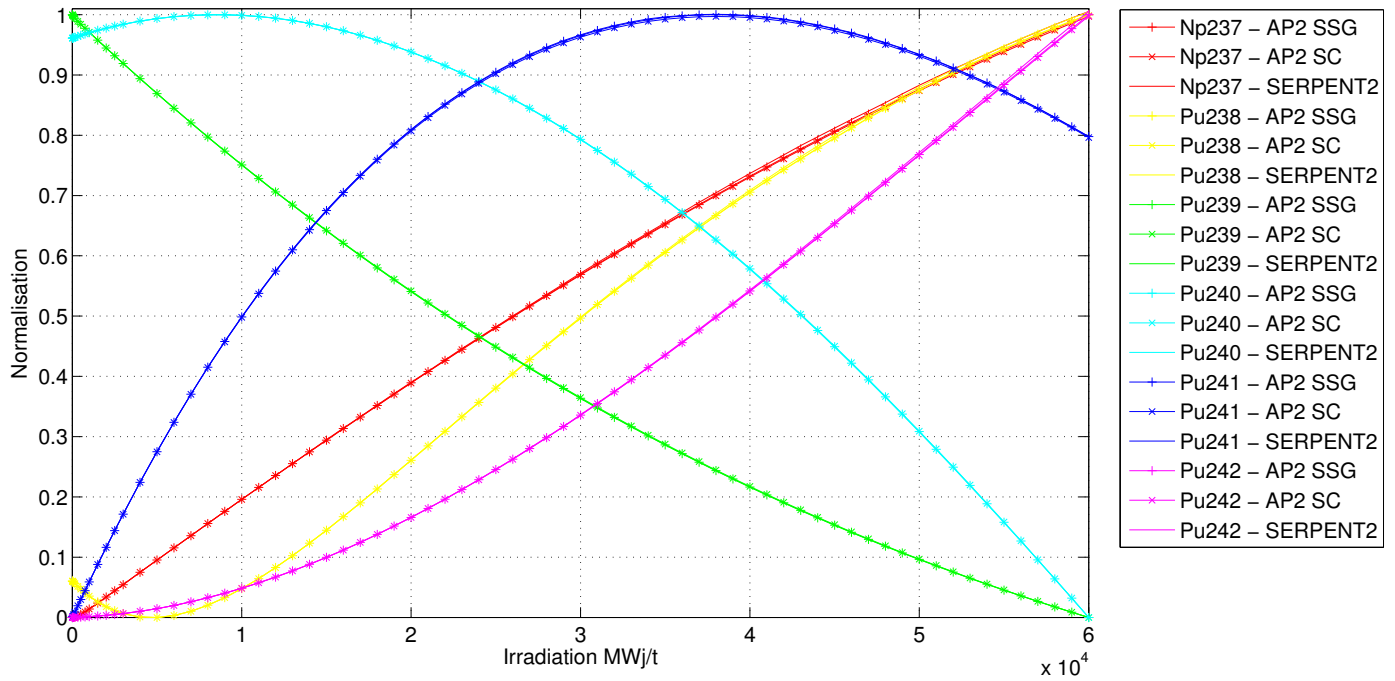


Figure G.26 Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - MOX - (9,8).

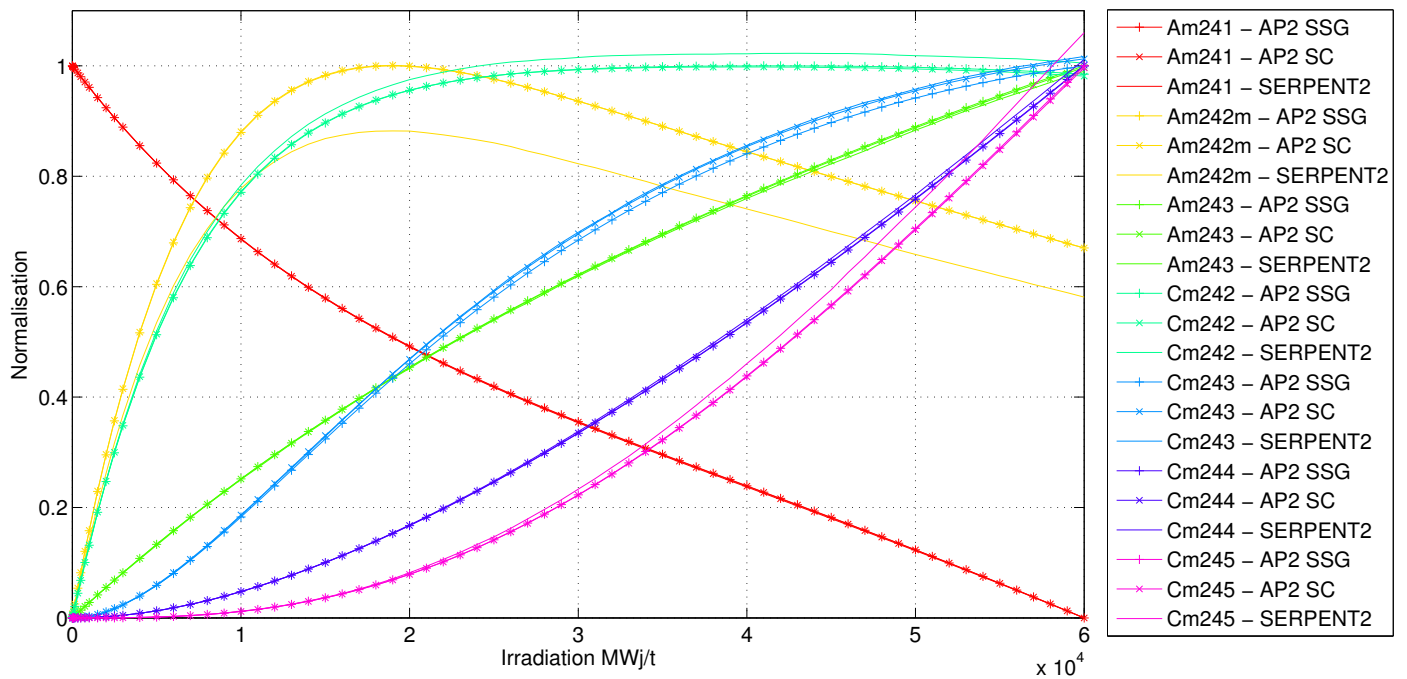


Figure G.27 Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - MOX - (9,8).

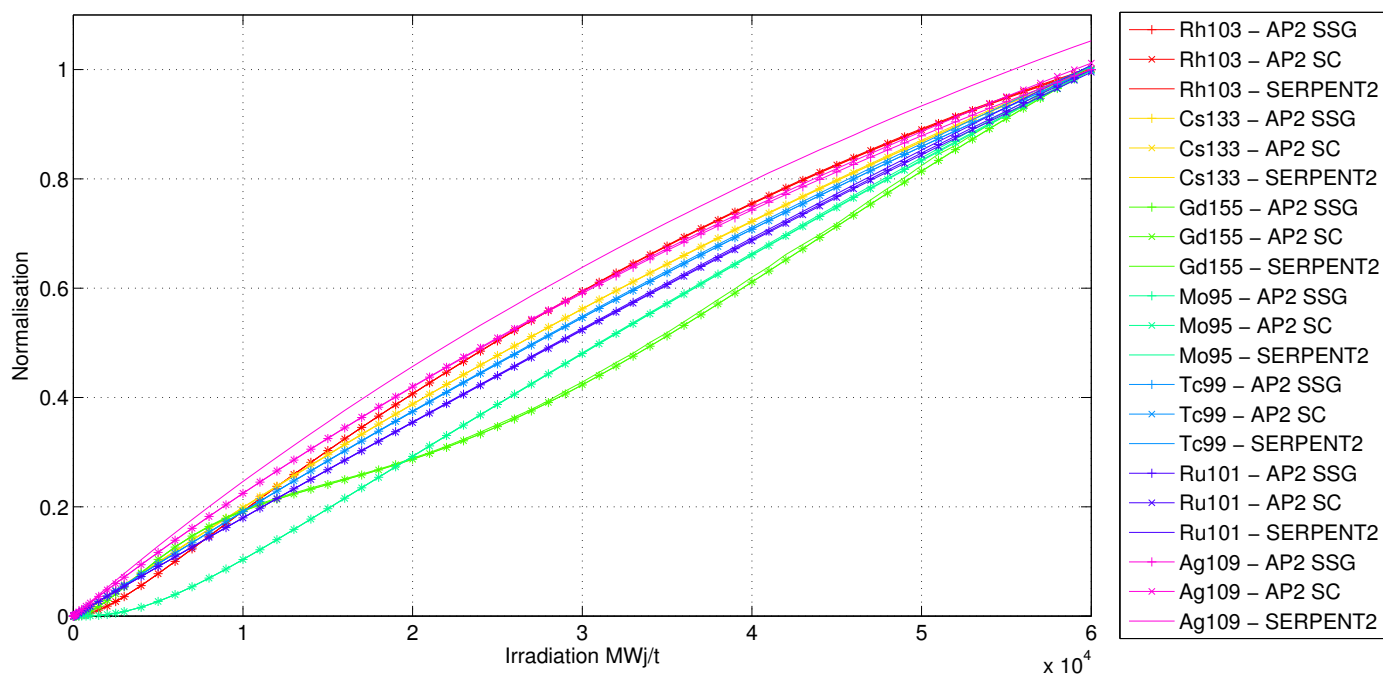


Figure G.28 Évolution des concentrations des produits de fission (1) - MOX - (9,8).

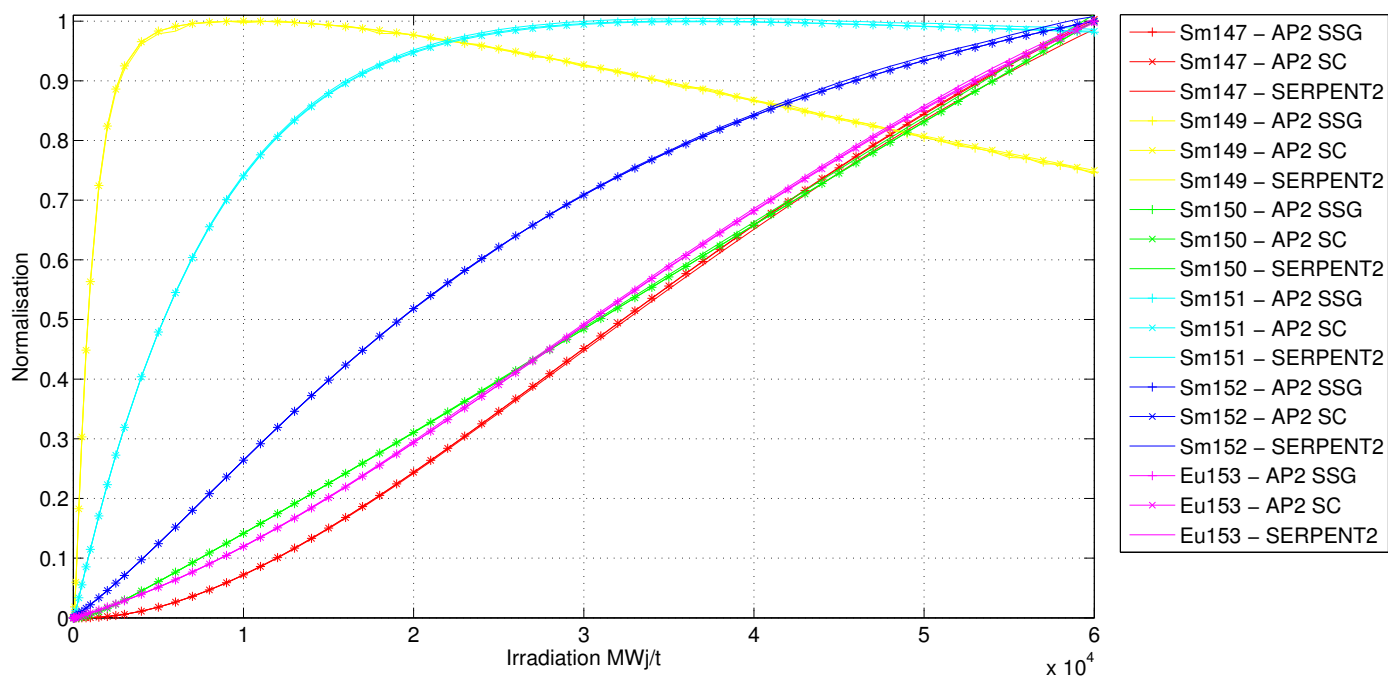


Figure G.29 Évolution des concentrations des produits de fission (2) - MOX - (9,8).

UO₂Gd₂O₃ Cellule (6,1)

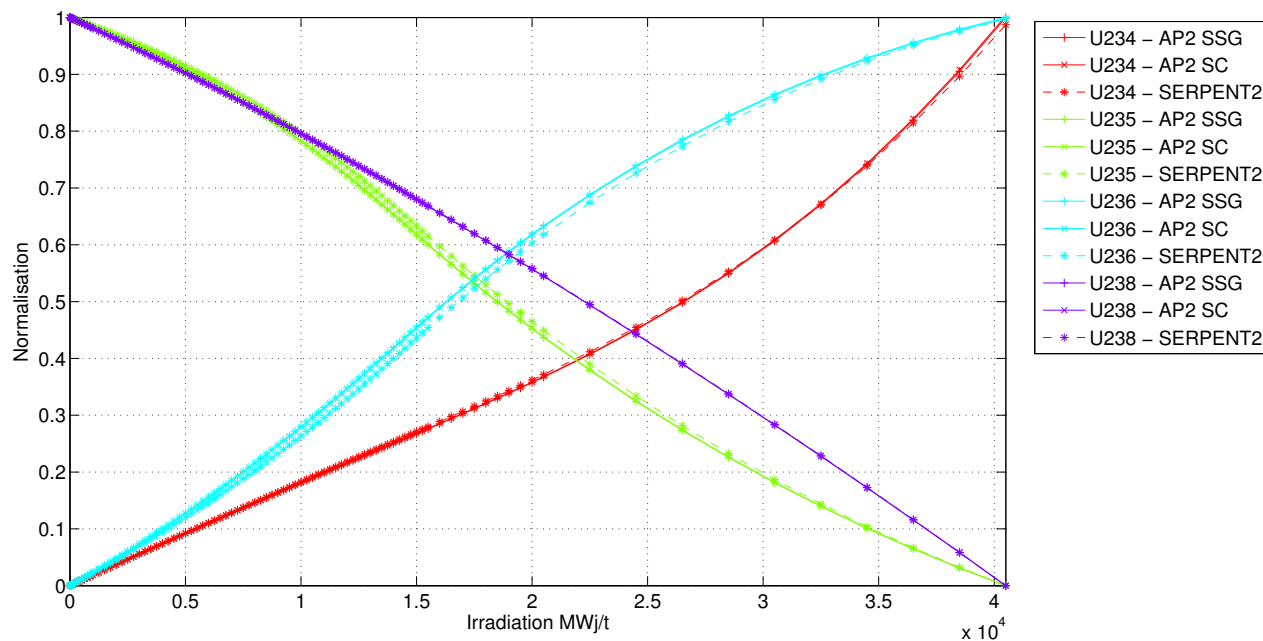


Figure G.30 Évolution des concentrations de l'Uranium - UO₂Gd₂O₃ - (6,1).

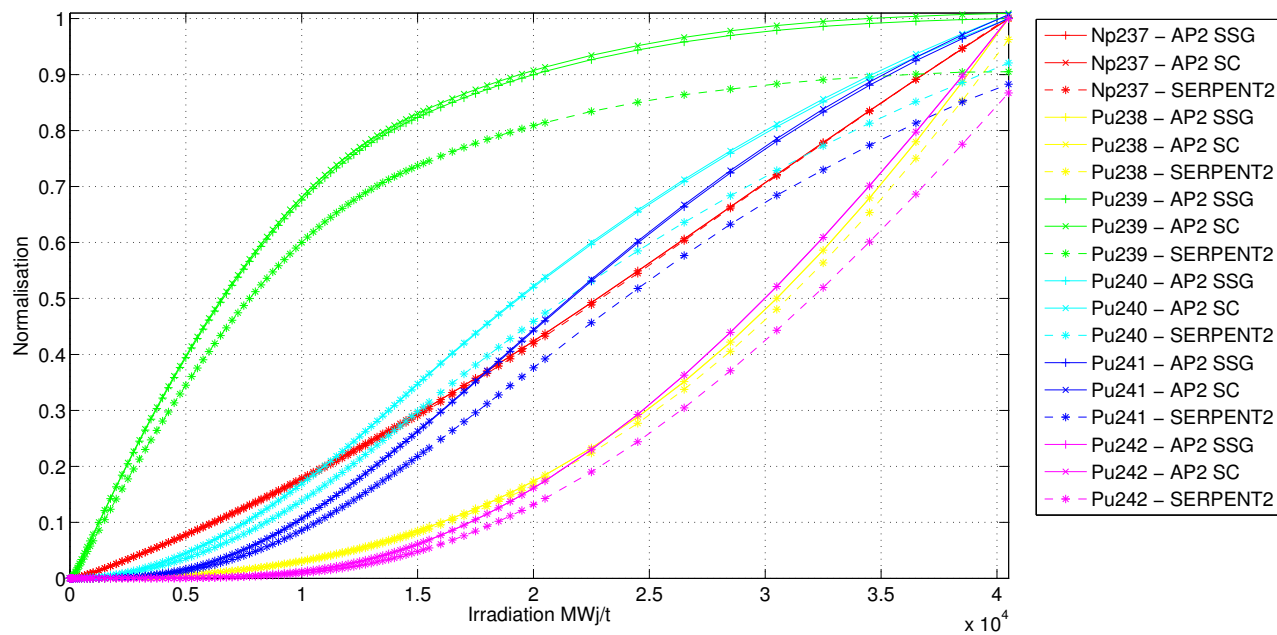


Figure G.31 Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - UO₂Gd₂O₃ - (6,1).

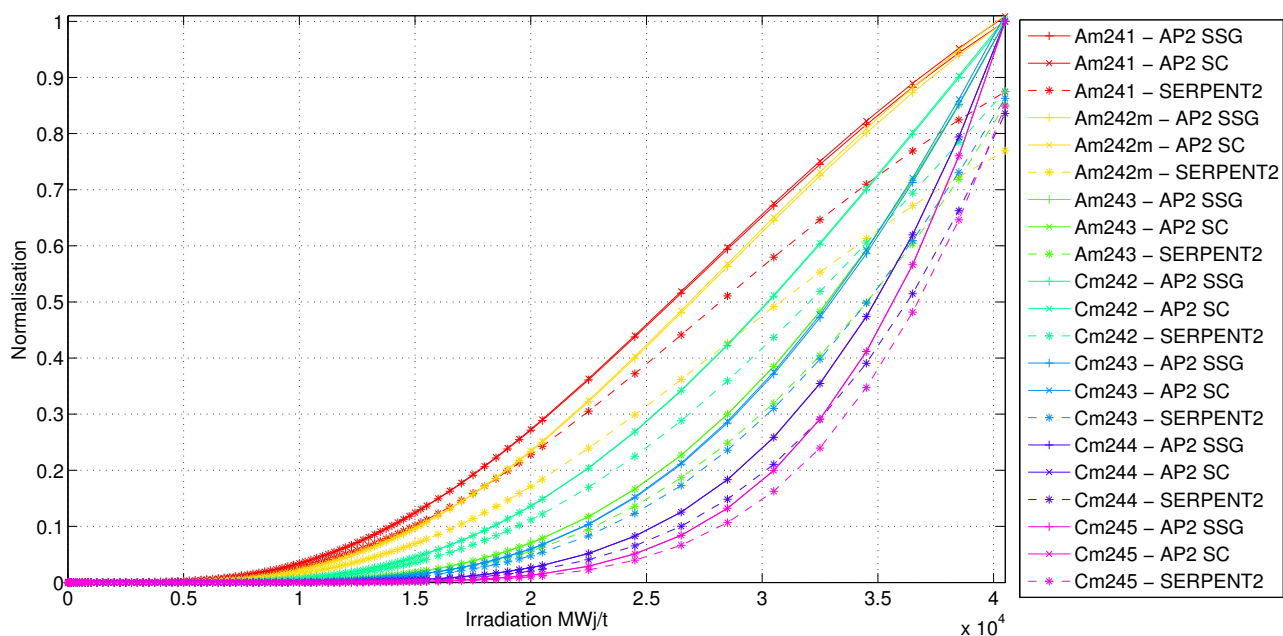


Figure G.32 Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (6,1).

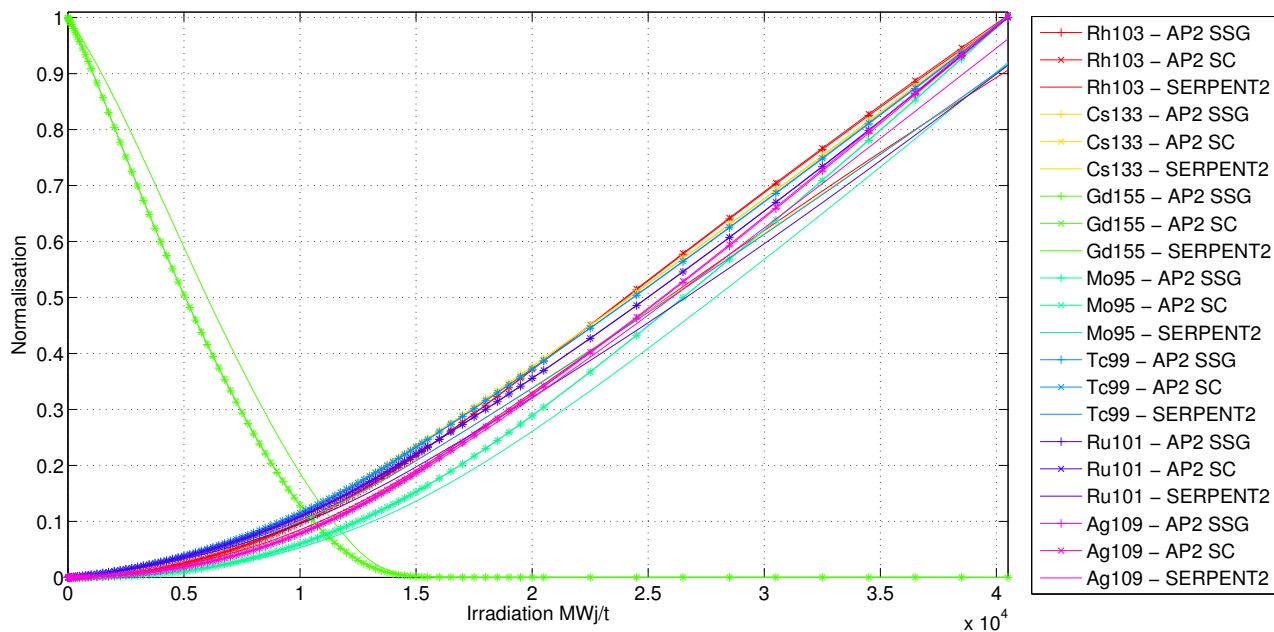


Figure G.33 Évolution des concentrations des produits de fission (1) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (6,1).

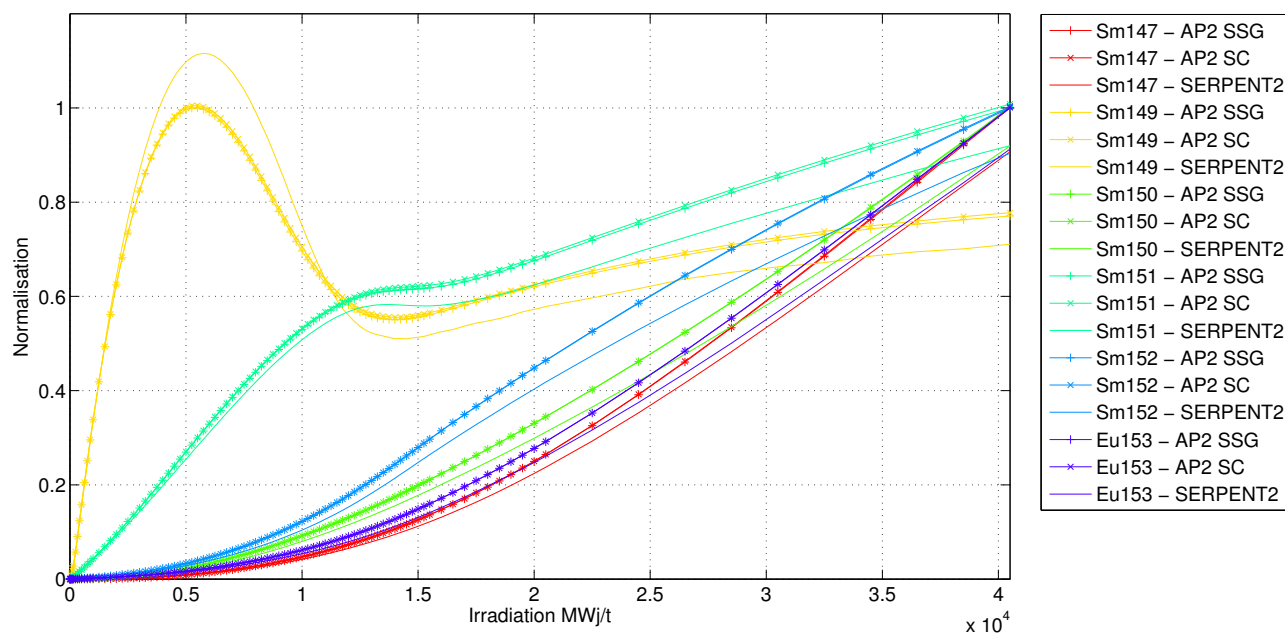


Figure G.34 Évolution des concentrations des produits de fission (2) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (6,1).

Cellule (8,6)

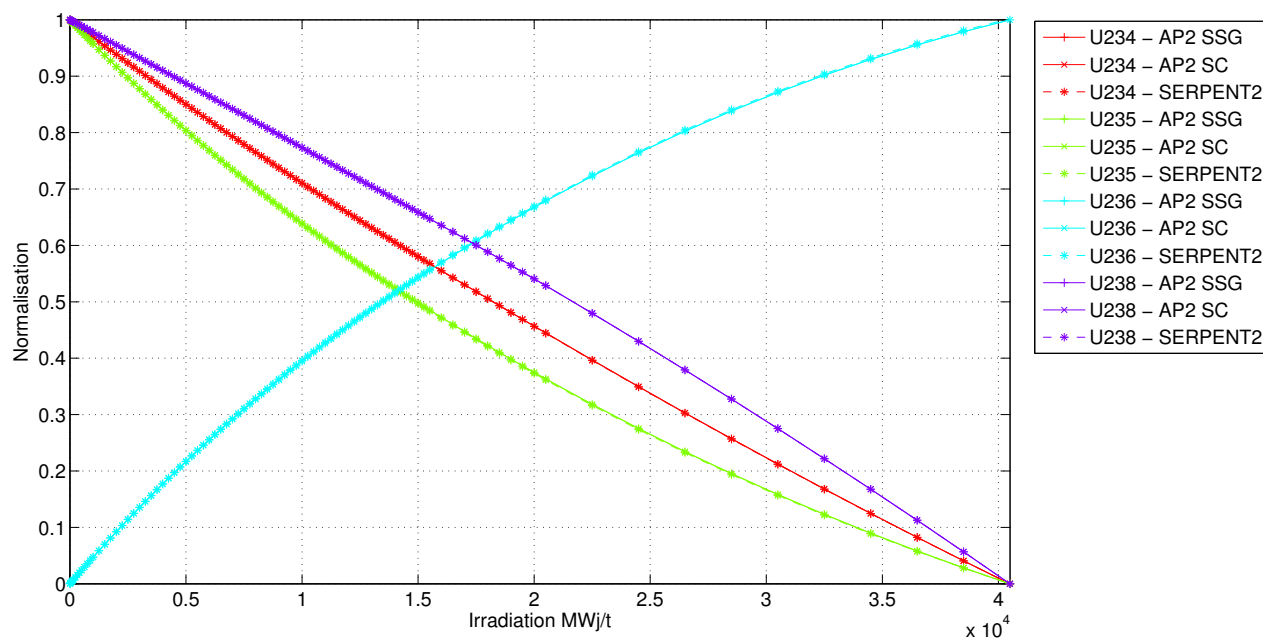


Figure G.35 Évolution des concentrations de l'Uranium- $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (8,6).

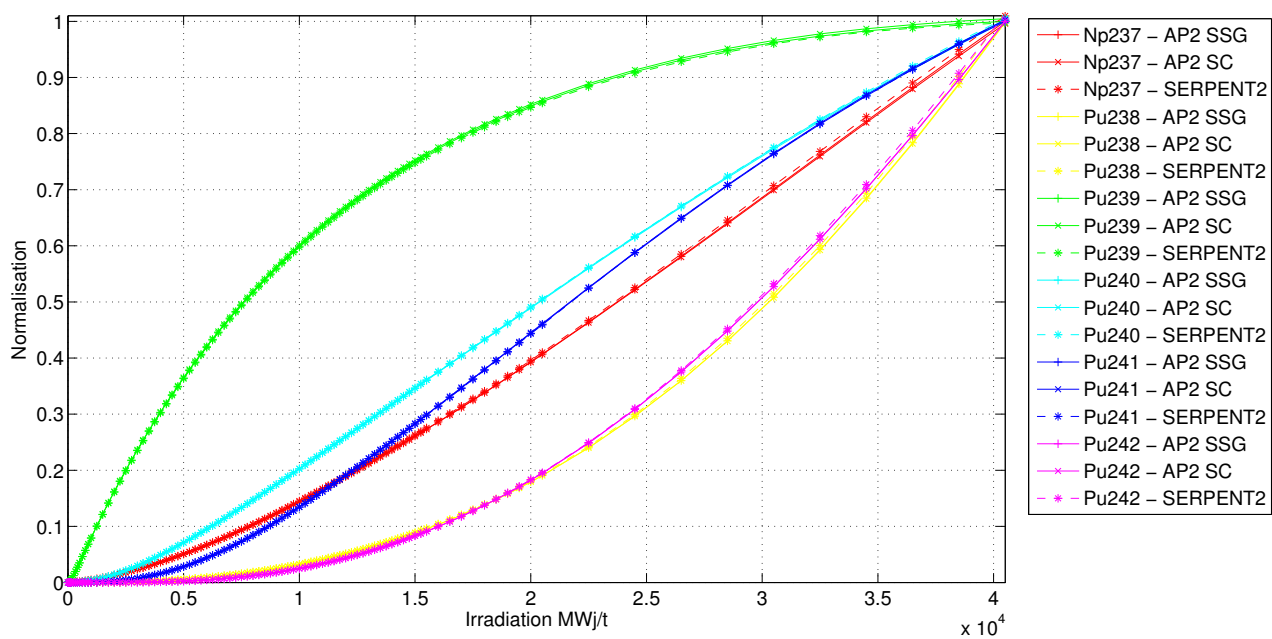


Figure G.36 Évolution des concentrations du Plutonium et du Neptunium - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (8,6).

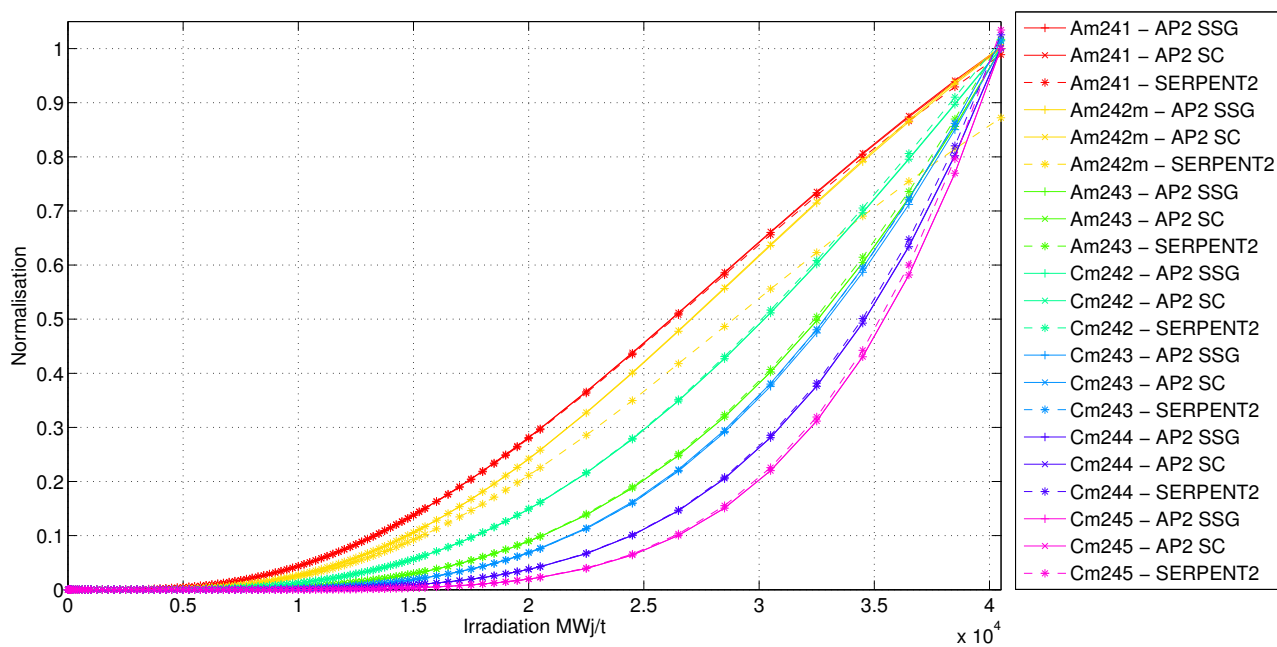


Figure G.37 Évolution des concentrations de l'Américium et du Curium - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (8,6).

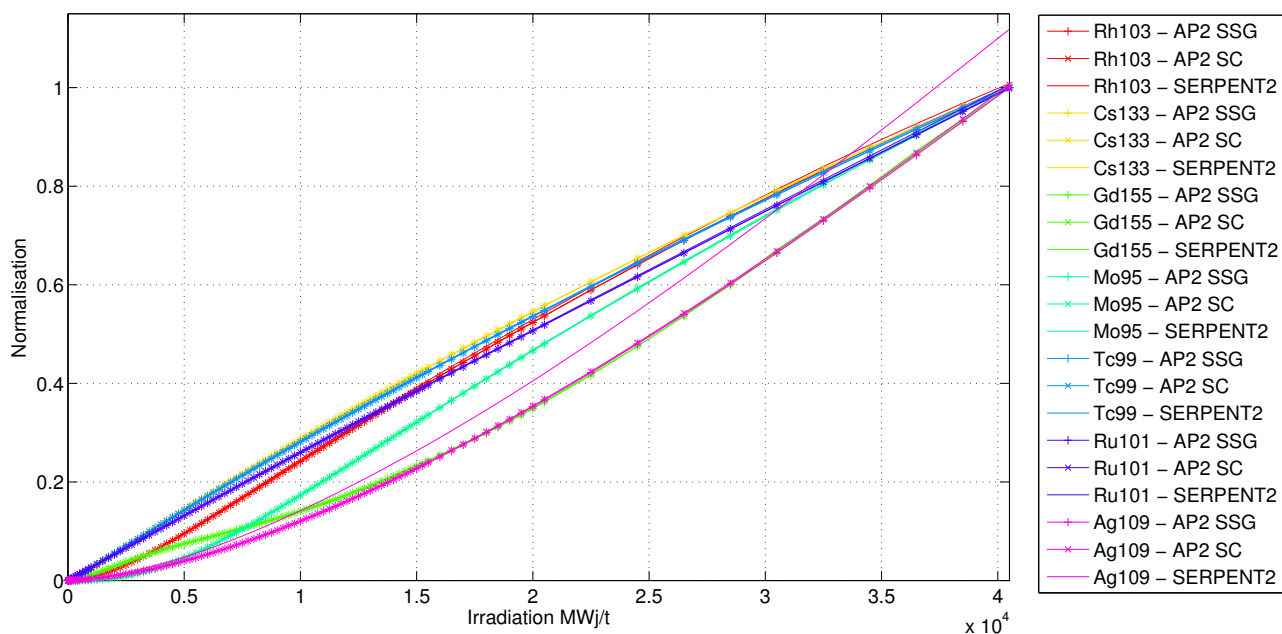


Figure G.38 Évolution des concentrations des produits de fission (1) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (8,6).

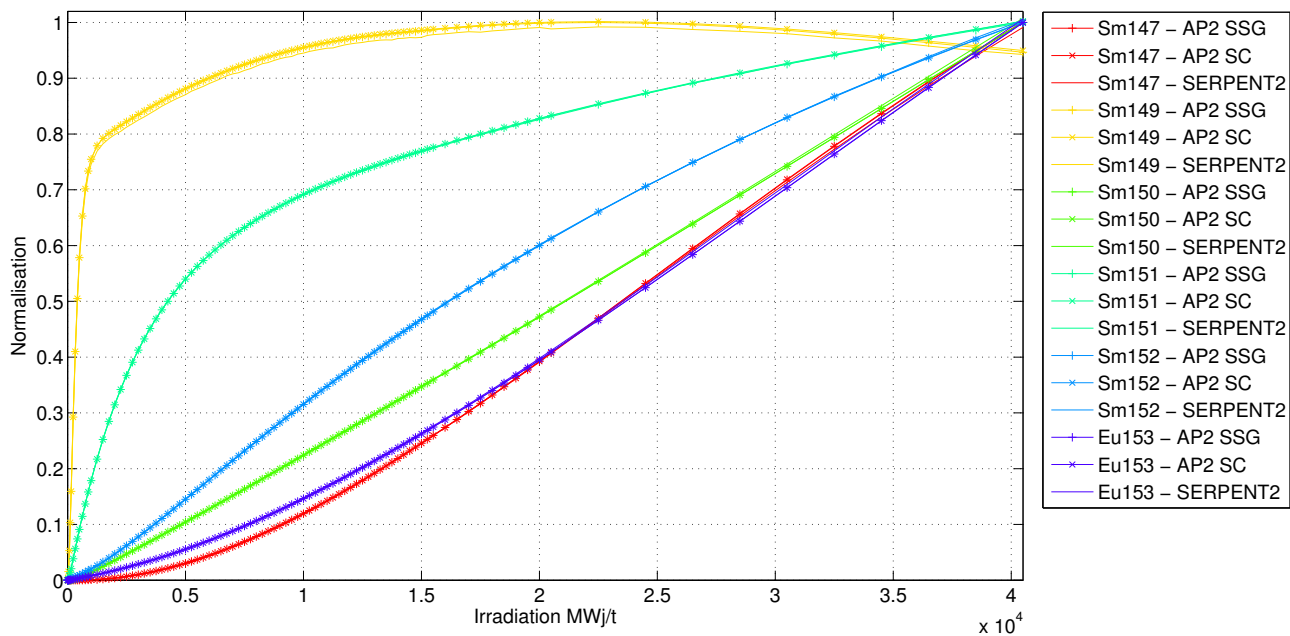


Figure G.39 Évolution des concentrations des produits de fission (2) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (8,6).

ANNEXE H

Validation en évolution de DRAGON5 par rapport à SERPENT2

Le cas UOX montre des résultats intéressants. En effet, avec APOLLO2, nous avons l'Ag109 et l'Am242m qui présentaient de forts écarts par rapport au code stochastique. Or avec DRAGON5, ces derniers disparaissent quelle que soit la cellule étudiée.

Pour le MOX, l'évolution des concentrations est satisfaisante, bien que l'Am242m présente un écart de 5% par rapport à SERPENT2. Le Sm152 est aussi un peu dévié mais reste acceptable. L'influence de l'emplacement ainsi que de la teneur de la cellule n'influe pas sur l'estimation des concentrations.

Pour le dernier combustible étudié, les remarques sont les mêmes que pour le crayon (3,3), de fortes disparités apparaissent pour le Plutonium et donc se répercutent sur les transuraniens en présence de Gadolinium.

UOX Cellule (6,3)

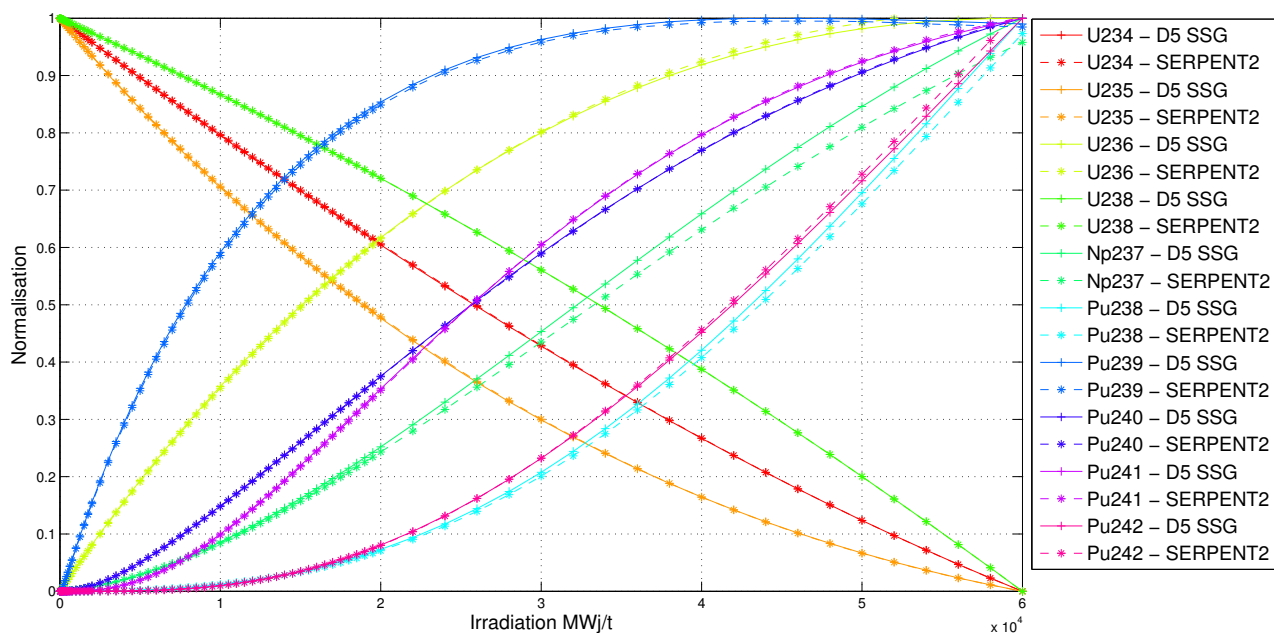


Figure H.1 Évolution des concentrations des actinides (1) - UOX - (6,3).

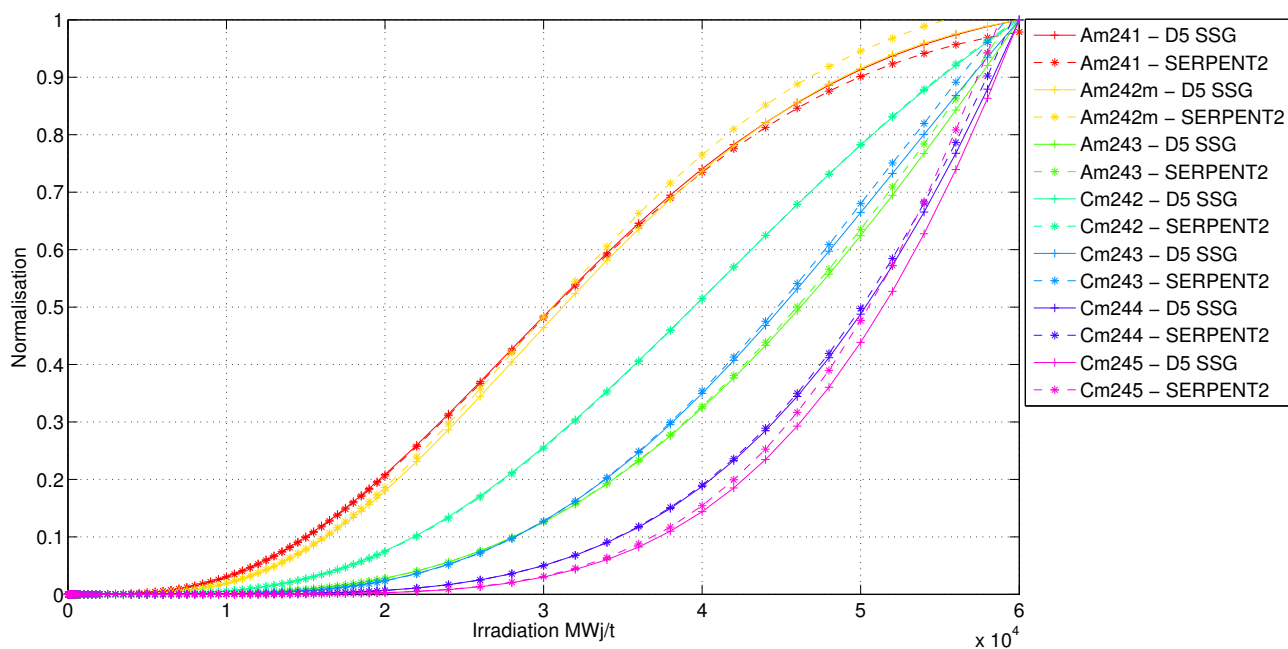


Figure H.2 Évolution des concentrations des actinides (2) - UOX - (6,3).

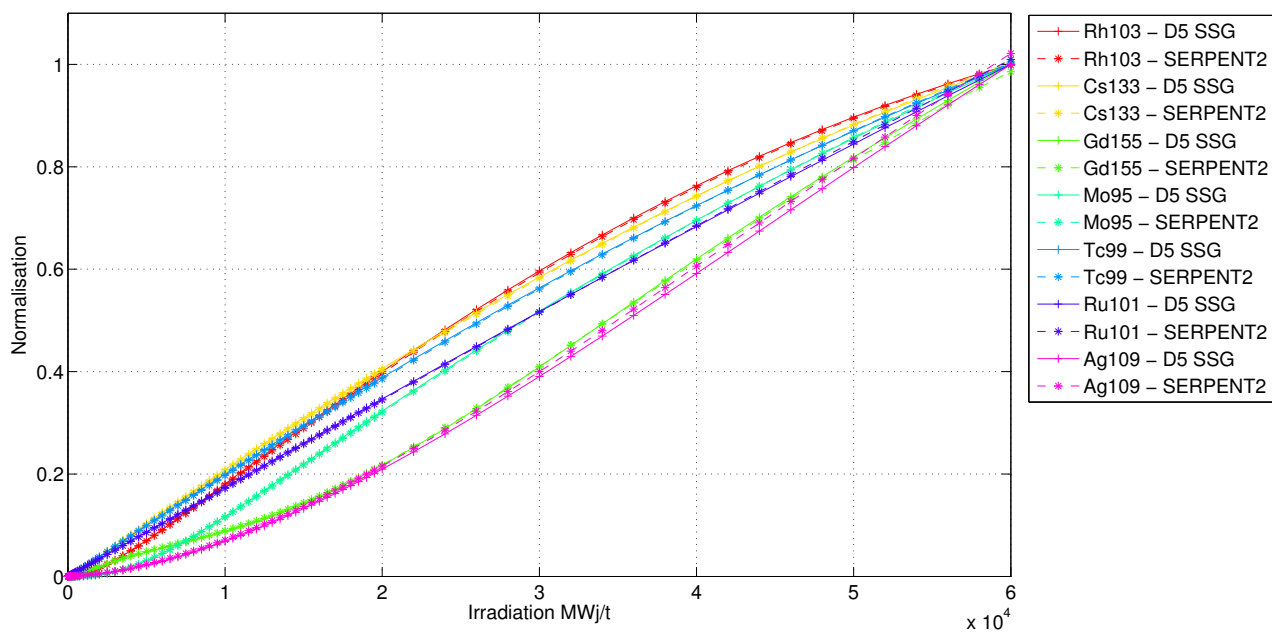


Figure H.3 Évolution des concentrations des produits de fission (1) - UOX - (6,3).

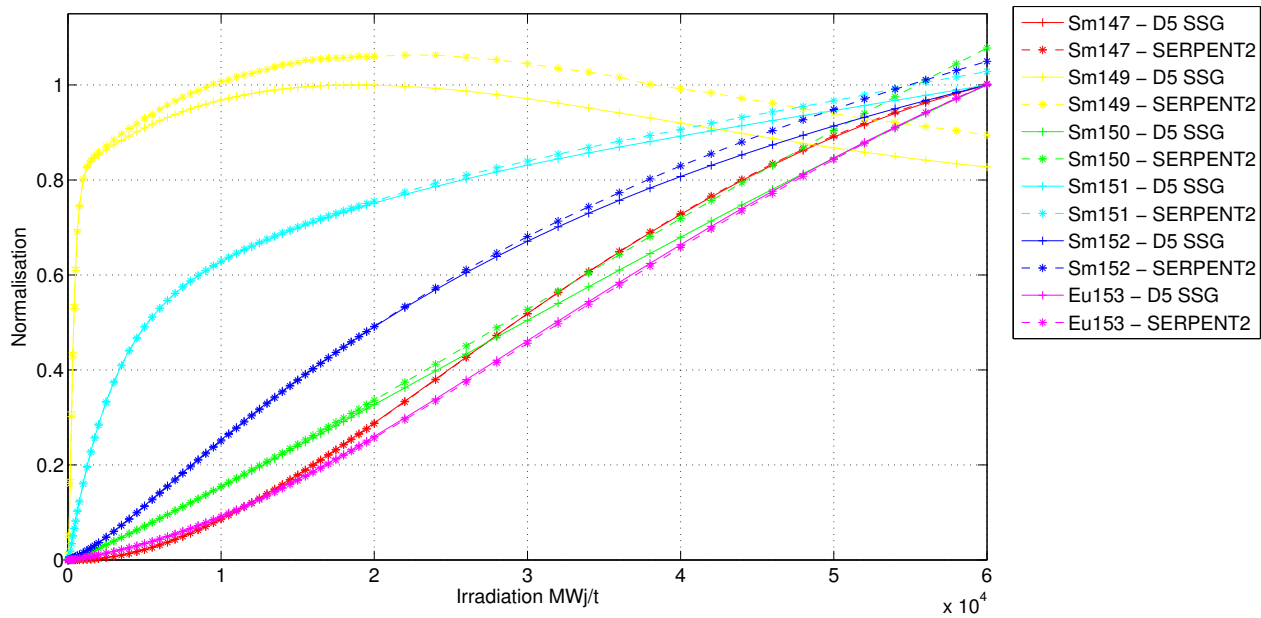


Figure H.4 Évolution des concentrations des produits de fission (2) - UOX - (6,3).

UOX Cellule (8,6)

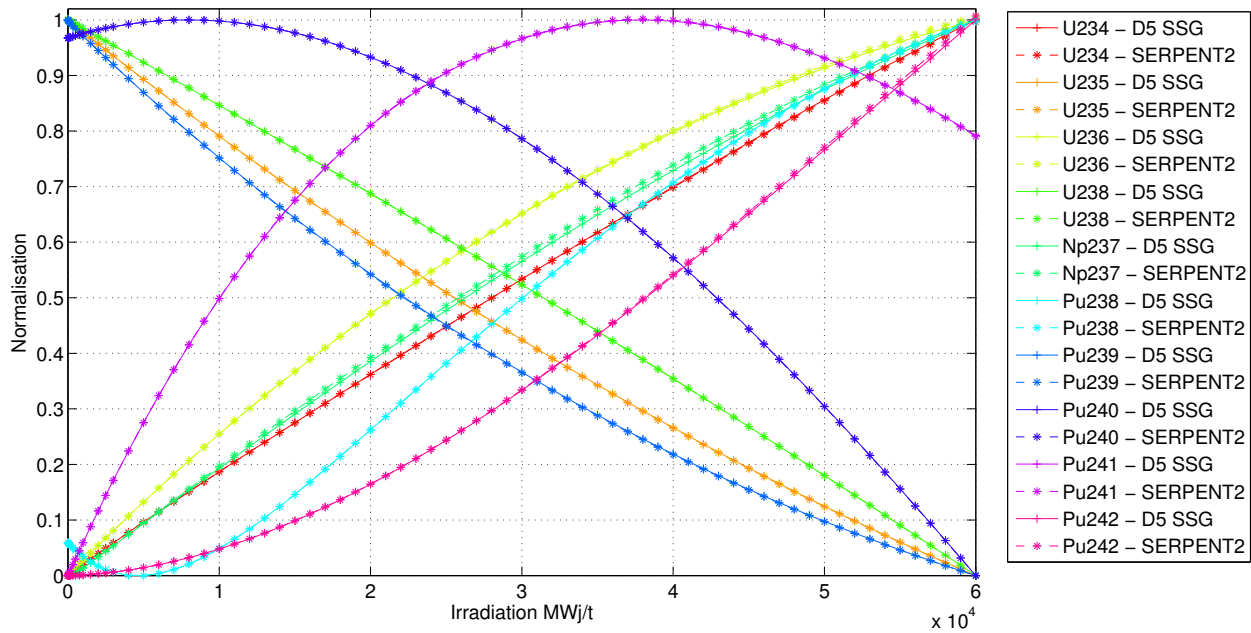


Figure H.5 Évolution des concentrations des actinides (1) - MOX - (6,3).

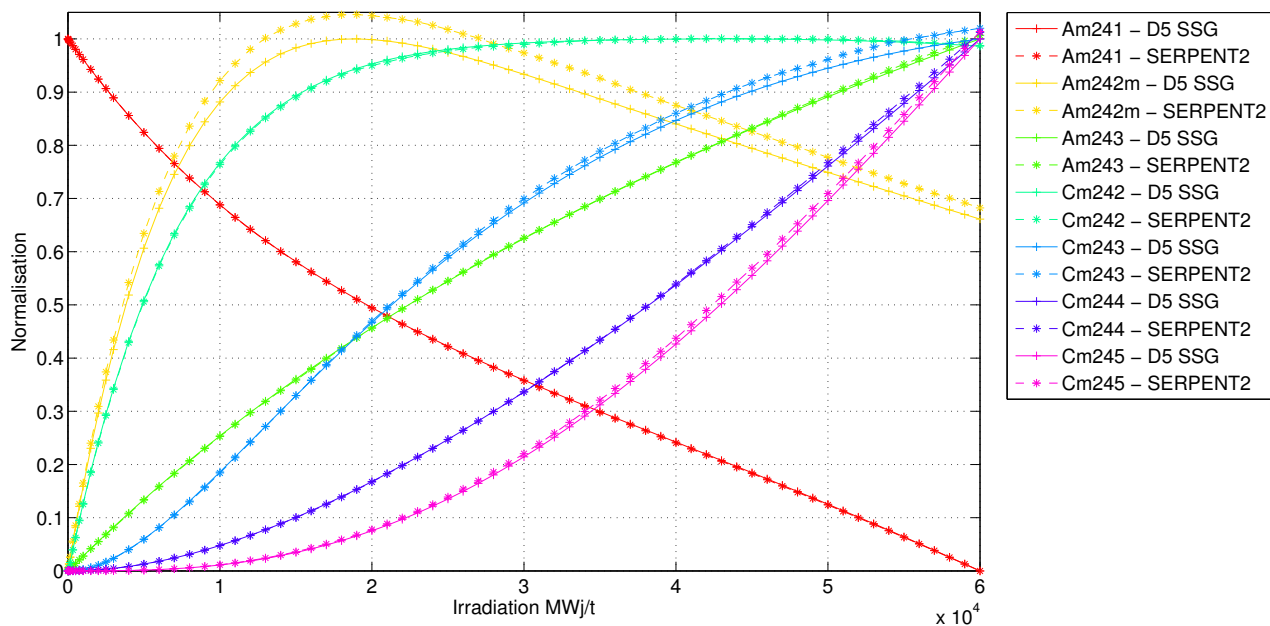


Figure H.6 Évolution des concentrations des actinides (2) - MOX - (6,3).

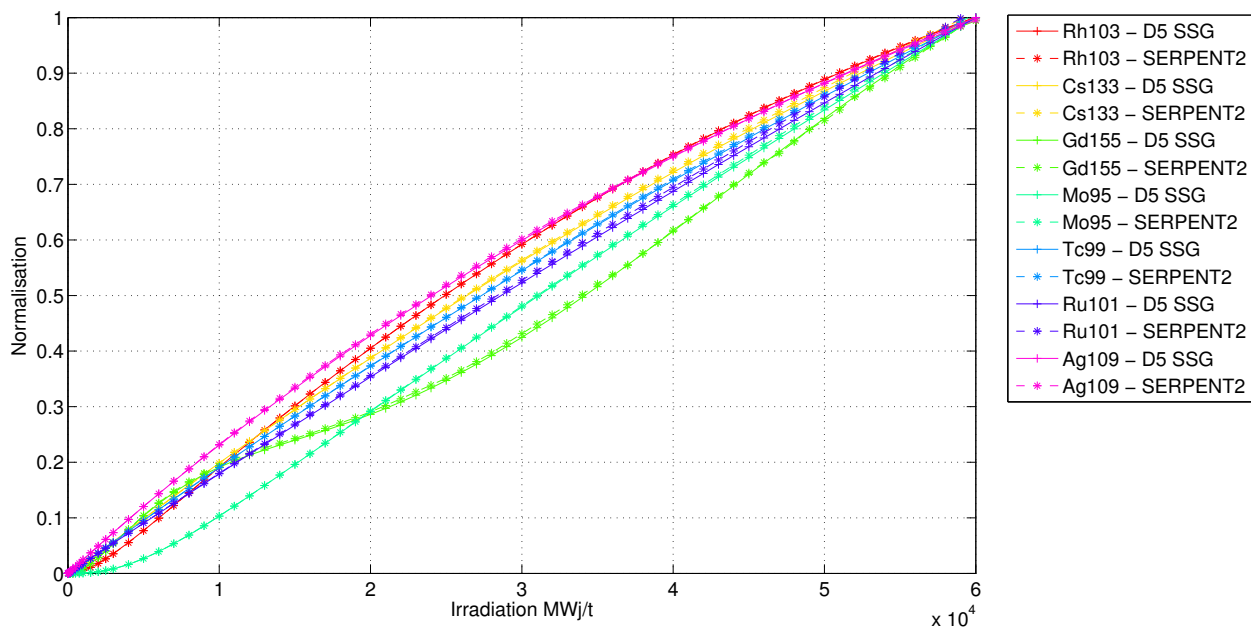


Figure H.7 Évolution des concentrations des produits de fission (1) - MOX - (6,3).

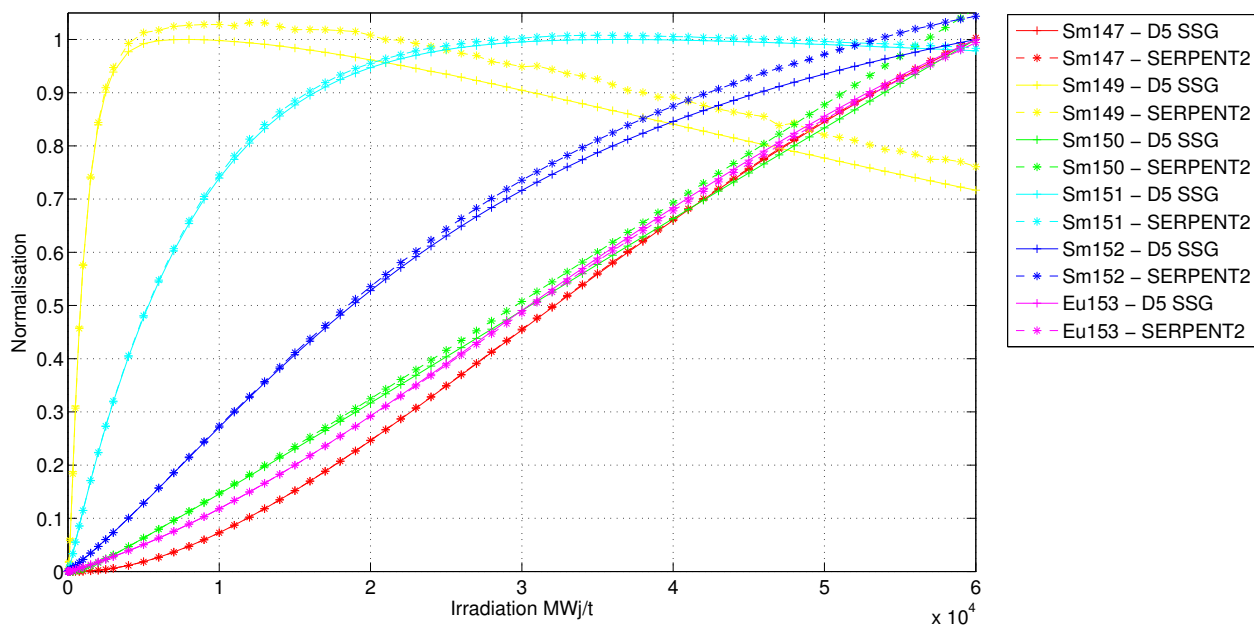


Figure H.8 Évolution des concentrations des produits de fission (2) - MOX - (6,3).

Cellule (8,4)

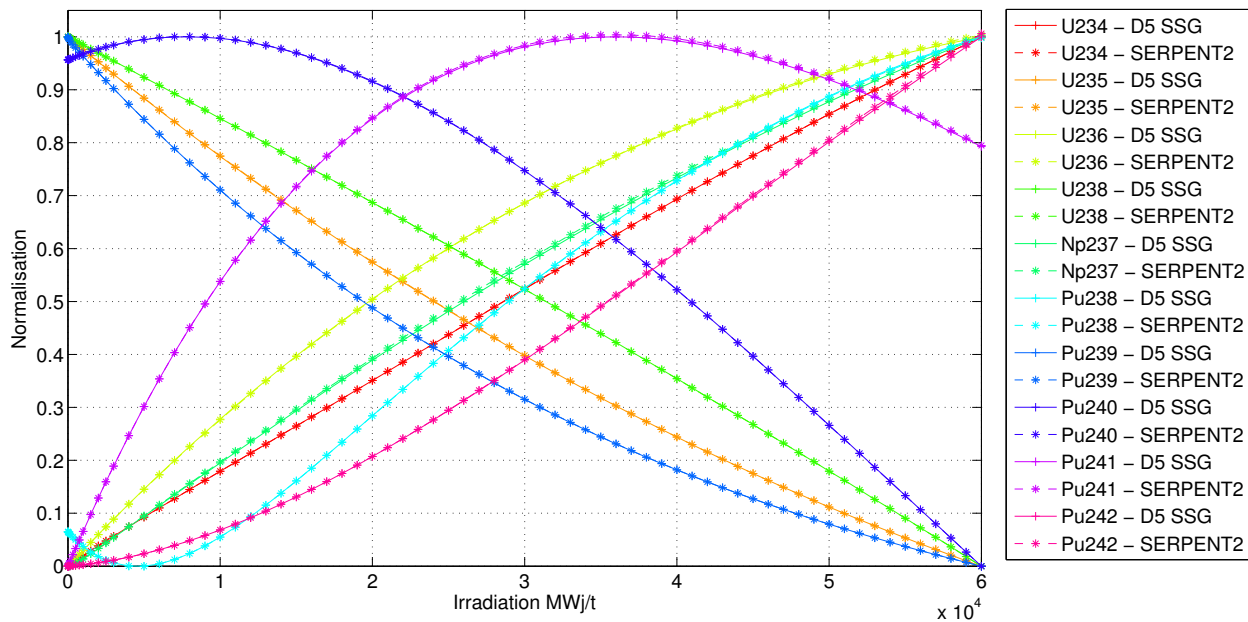


Figure H.9 Évolution des concentrations des actinides (1) - MOX - (8,4).

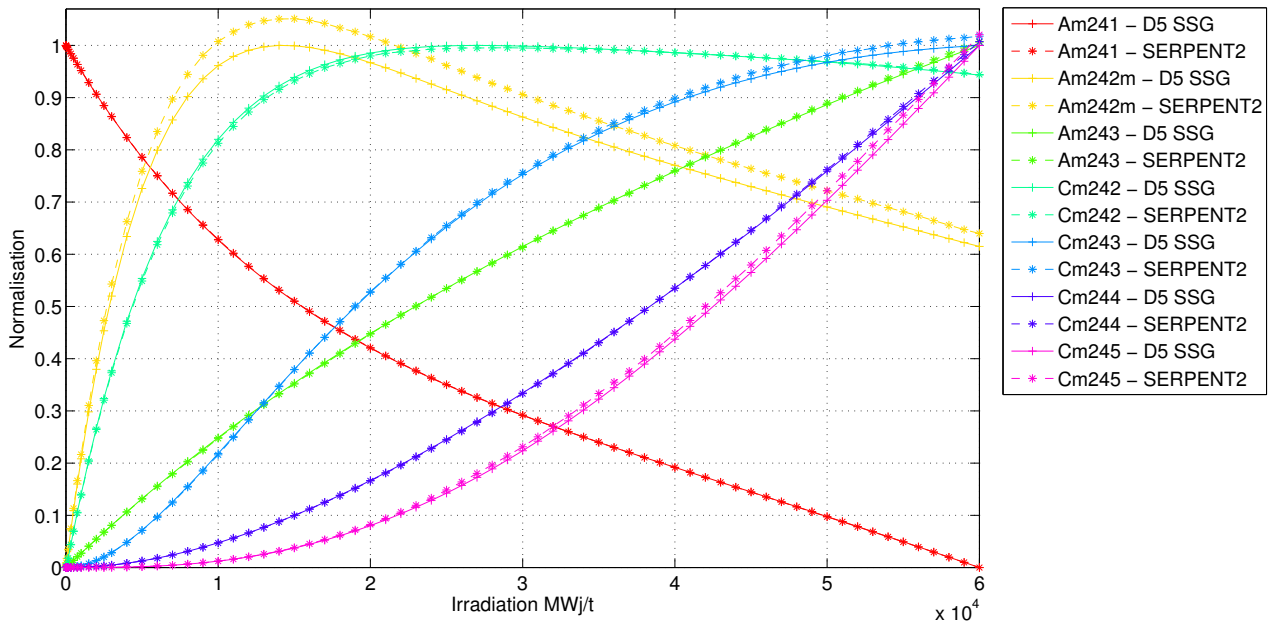


Figure H.10 Évolution des concentrations des actinides (2) - MOX - (8,4).

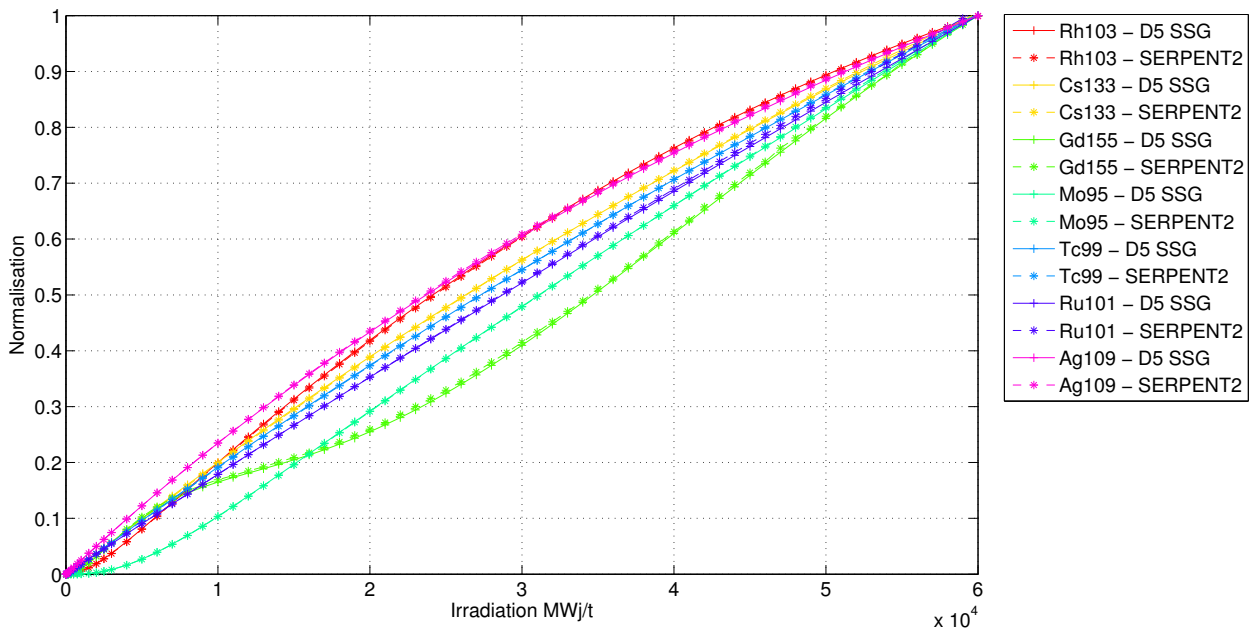


Figure H.11 Évolution des concentrations des produits de fission (1) - MOX - (8,4).

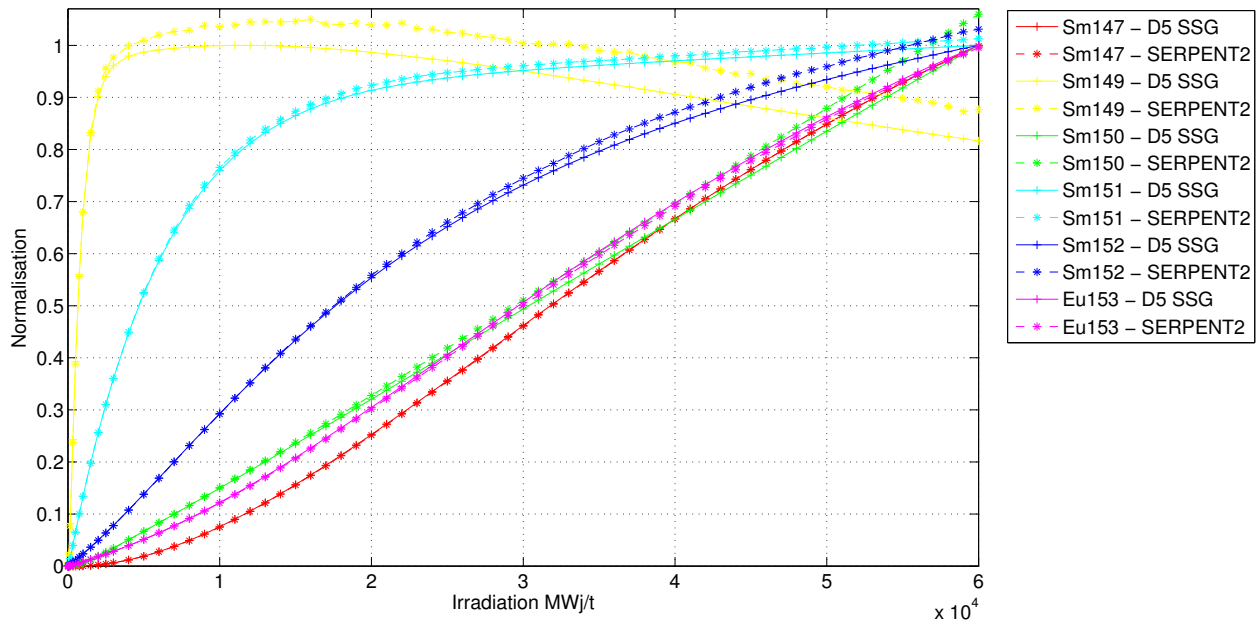


Figure H.12 Évolution des concentrations des produits de fission (2) - MOX - (8,4).

Cellule (8,6)

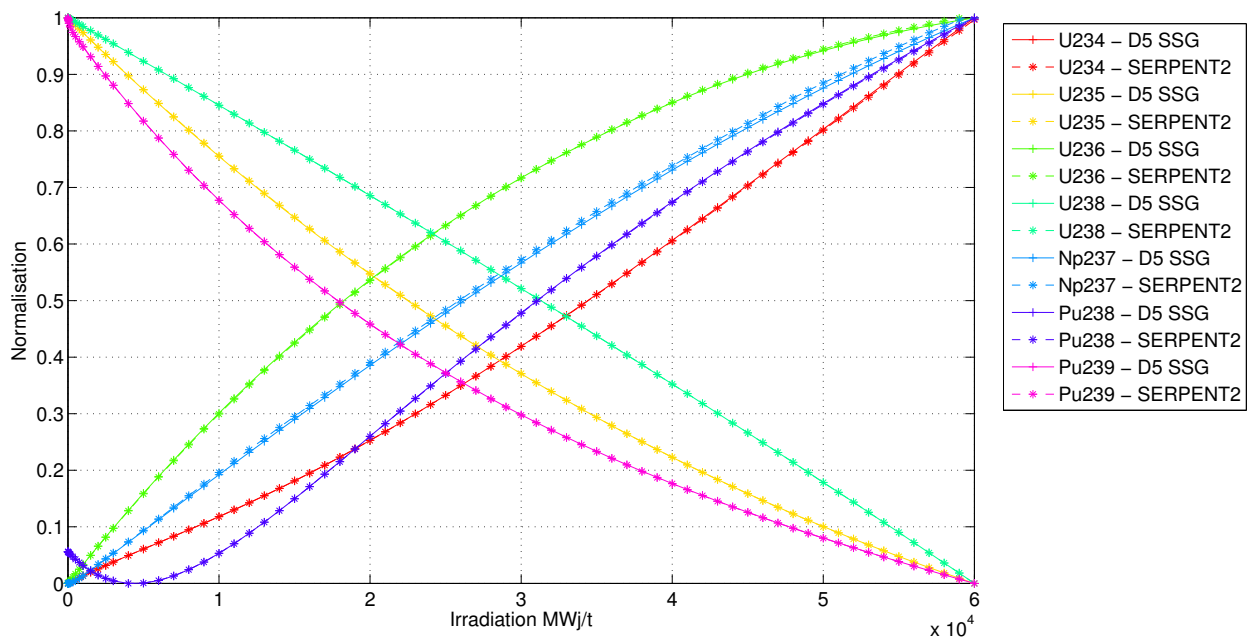


Figure H.13 Évolution des concentrations des actinides (1) - MOX - (8,6).

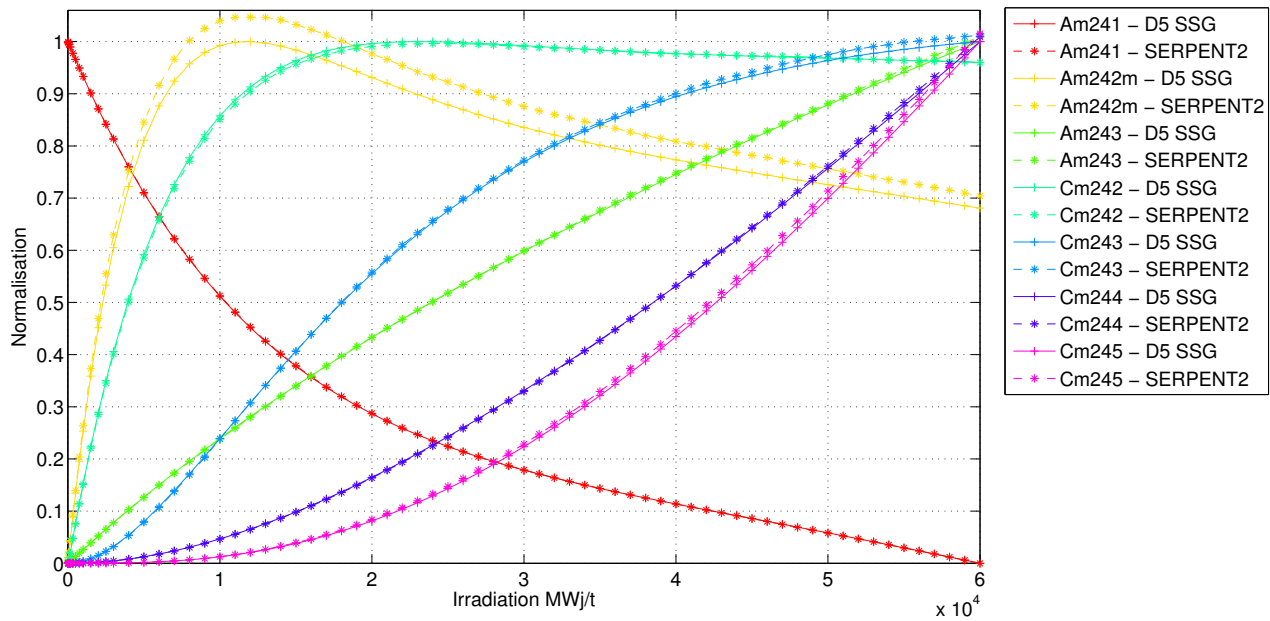


Figure H.14 Évolution des concentrations des actinides (2) - MOX - (8,6).

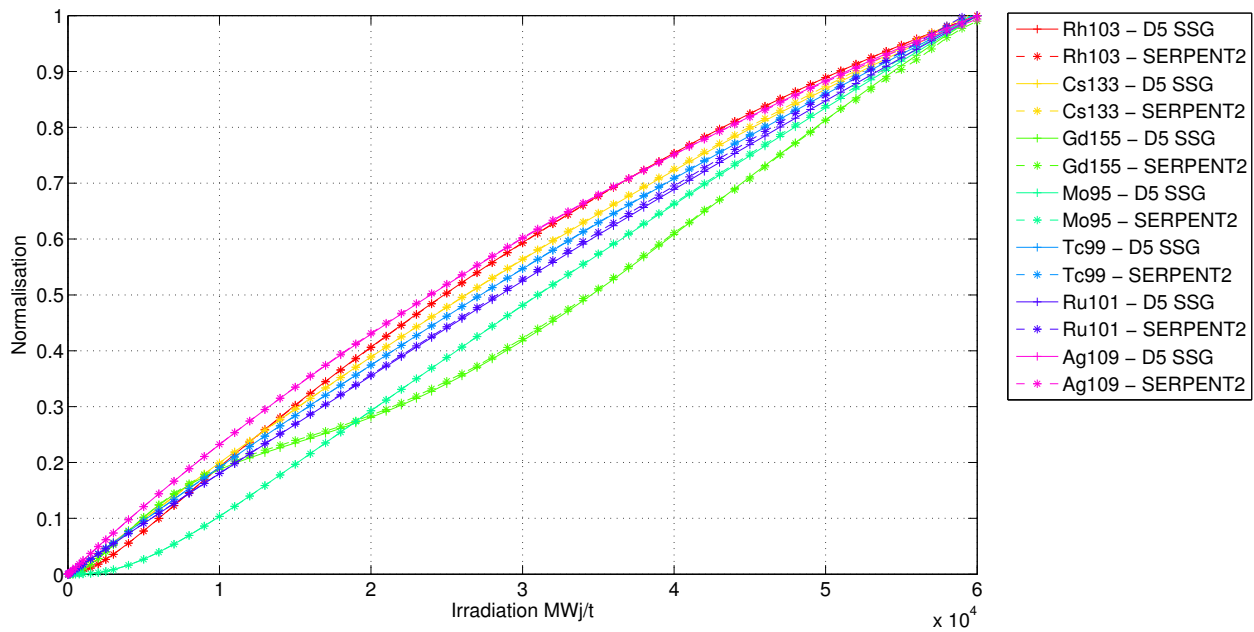


Figure H.15 Évolution des concentrations des produits de fission (1) - MOX - (8,6).

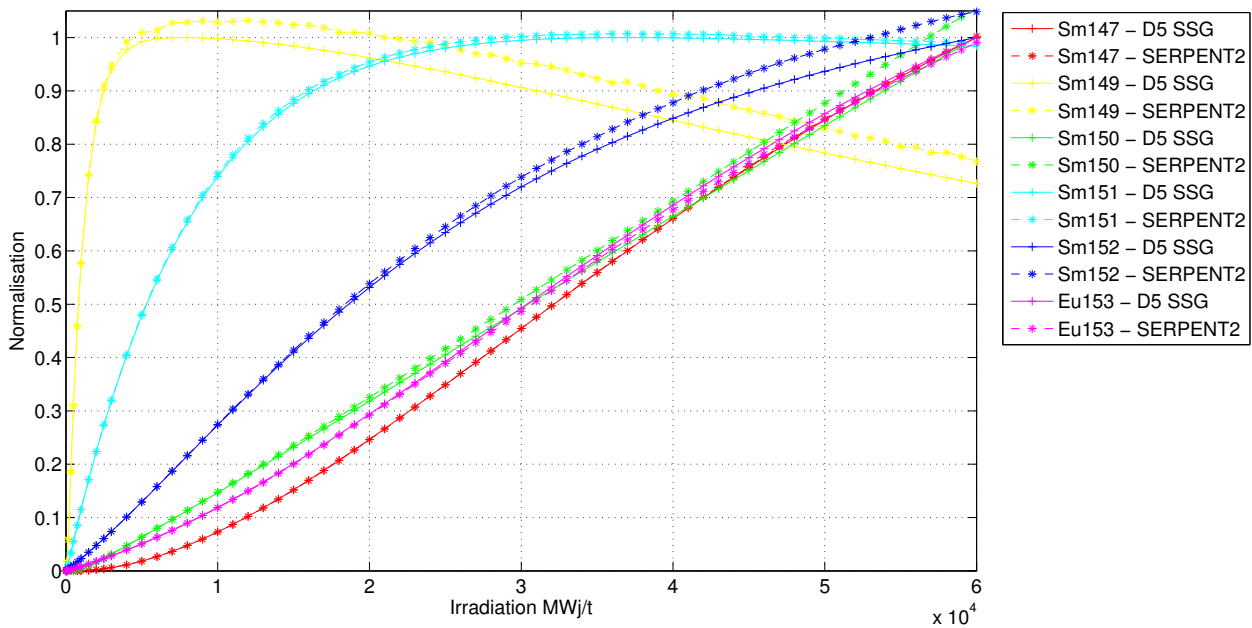


Figure H.16 Évolution des concentrations des produits de fission (2) - MOX - (8,6).

Cellule (9,8)

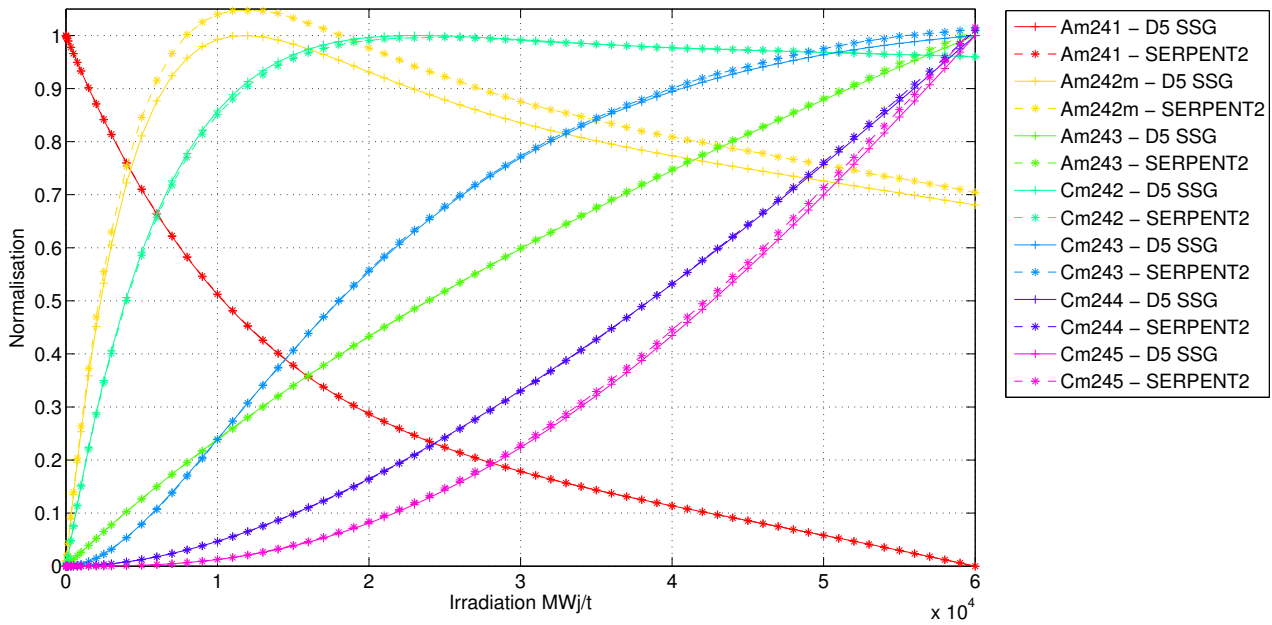


Figure H.17 Évolution des concentrations des actinides (1) - MOX - (9,8).

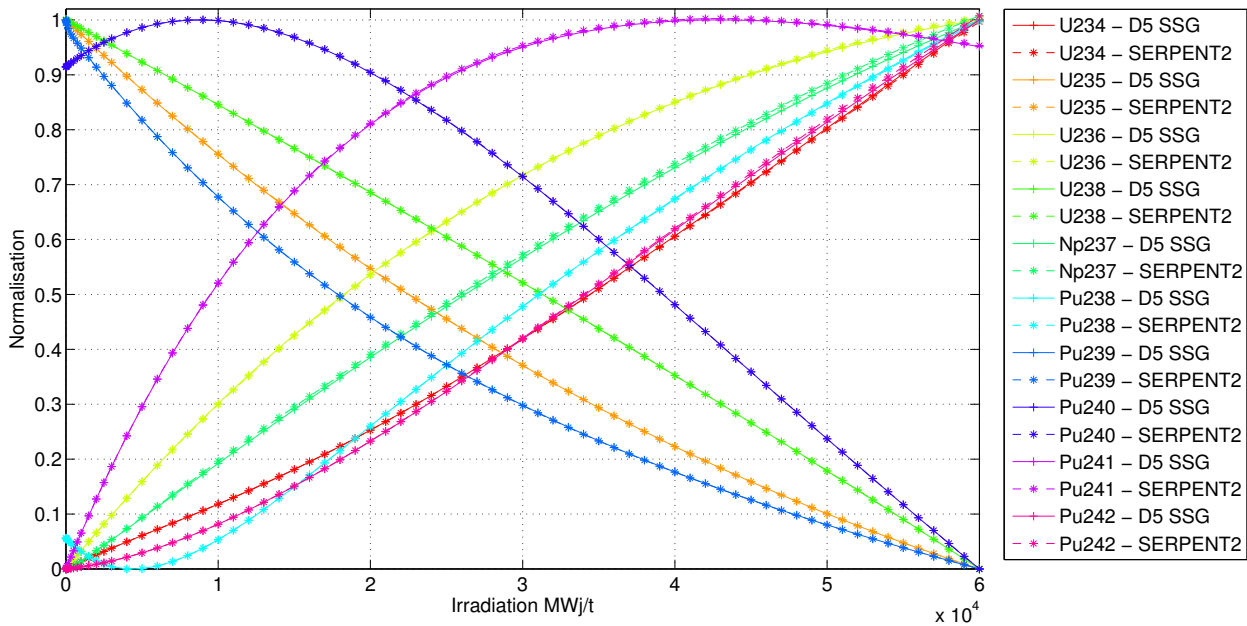


Figure H.18 Évolution des concentrations des actinides (2) - MOX - (9,8).

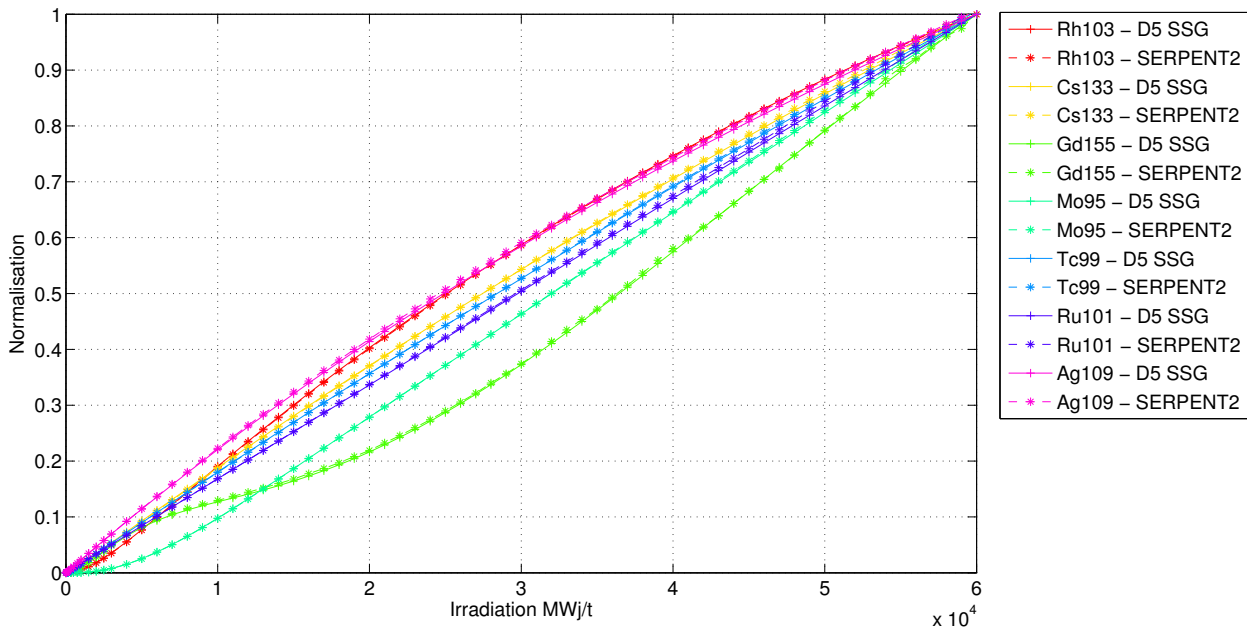


Figure H.19 Évolution des concentrations des produits de fission (1) - MOX - (9,8).

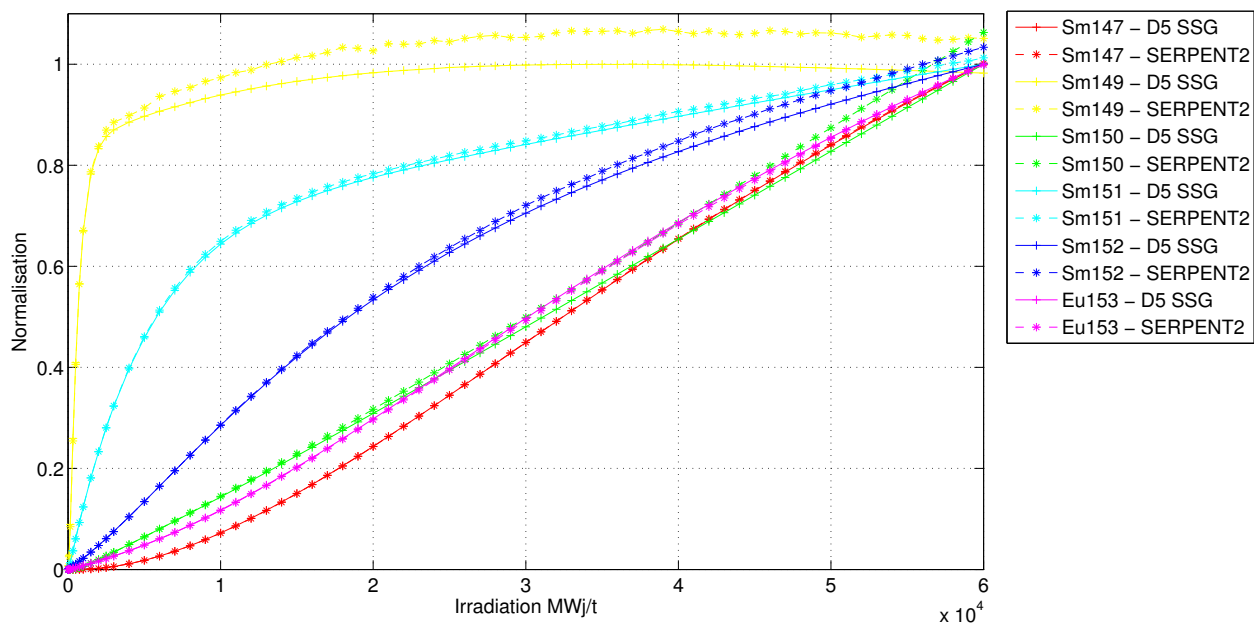


Figure H.20 Évolution des concentrations des produits de fission (2) - MOX - (9,8).

UO₂Gd₂O₃ Cellule (6,1)

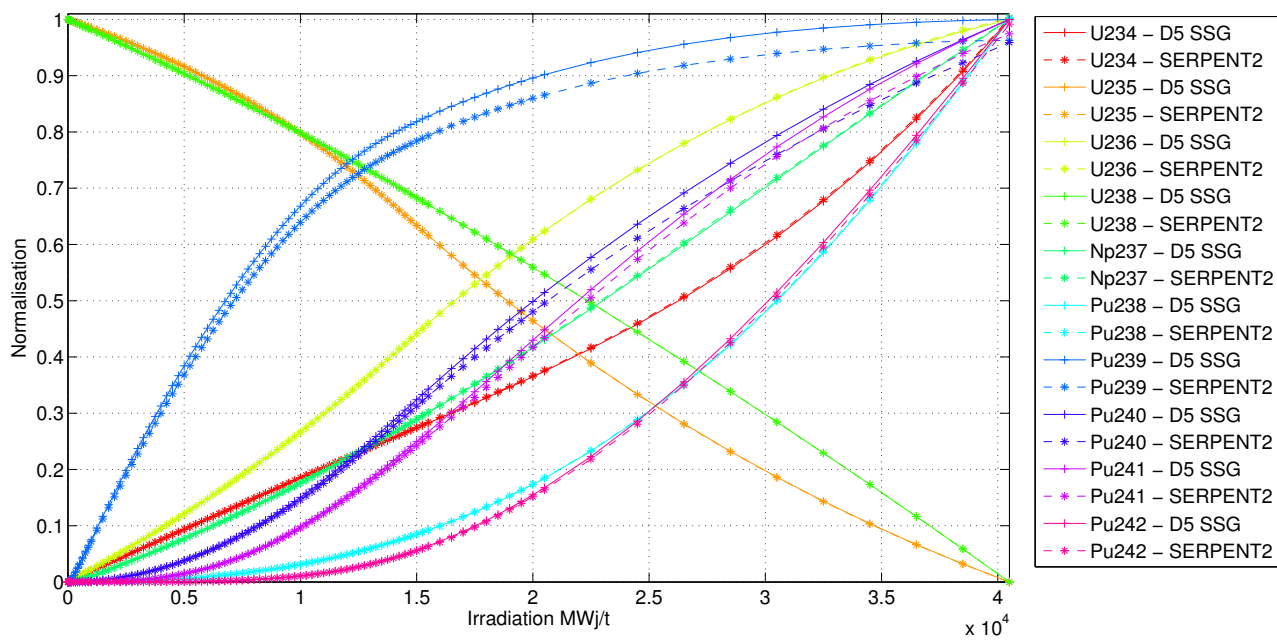


Figure H.21 Évolution des concentrations des actinides (1) - UO₂Gd₂O₃ - (6,1).

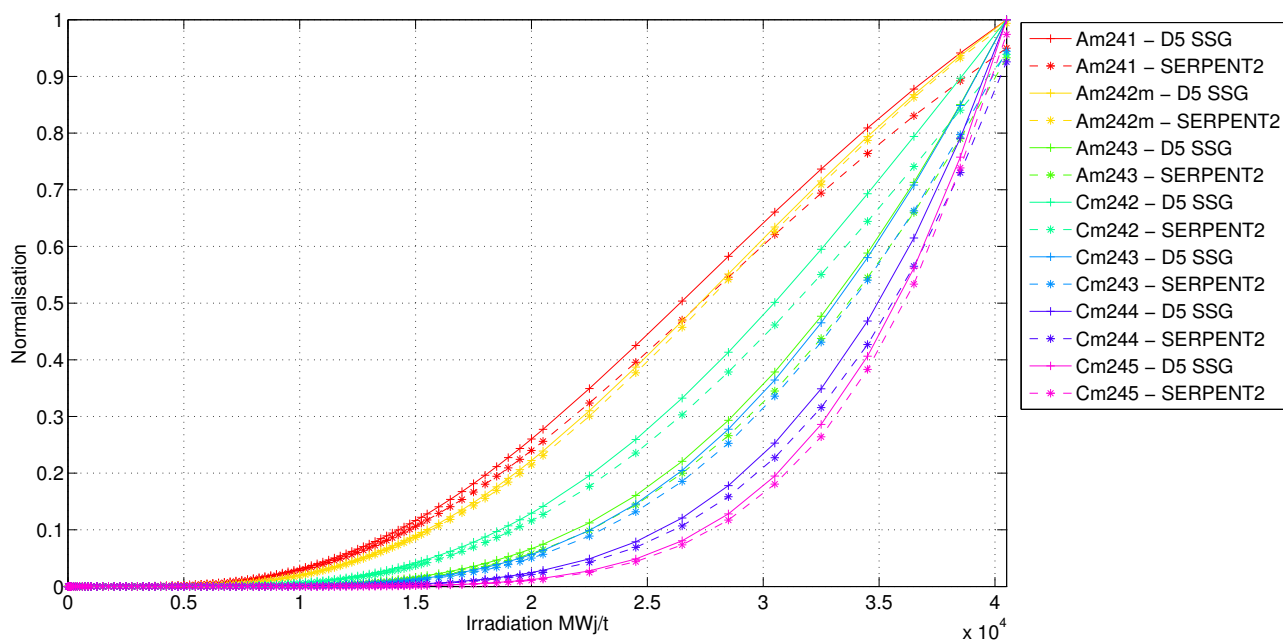


Figure H.22 Évolution des concentrations des actinides (2) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (6,1).

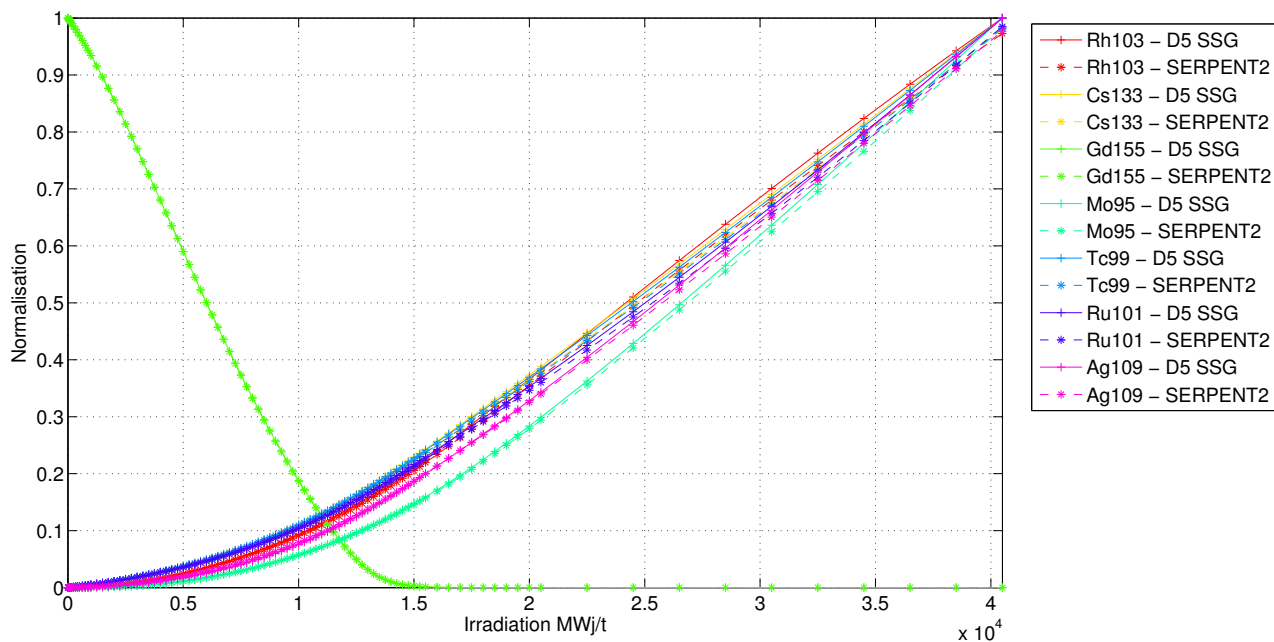


Figure H.23 Évolution des concentrations des produits de fission (1) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (6,1).

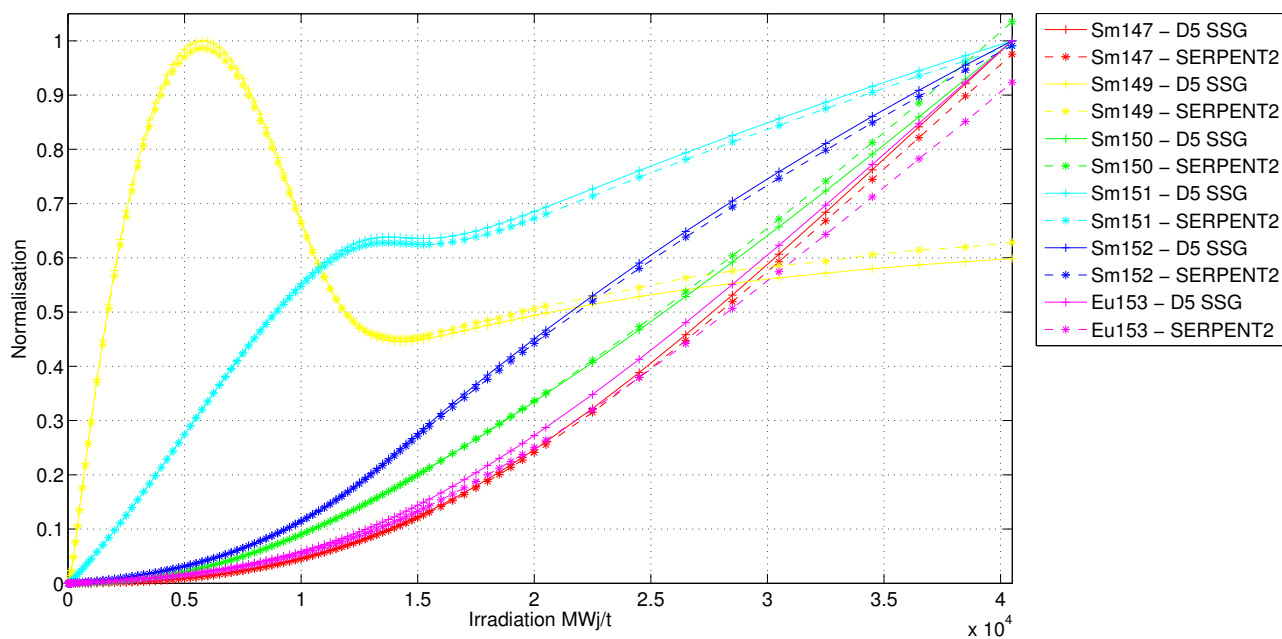


Figure H.24 Évolution des concentrations des produits de fission (2) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (6,1).

Cellule (8,6)

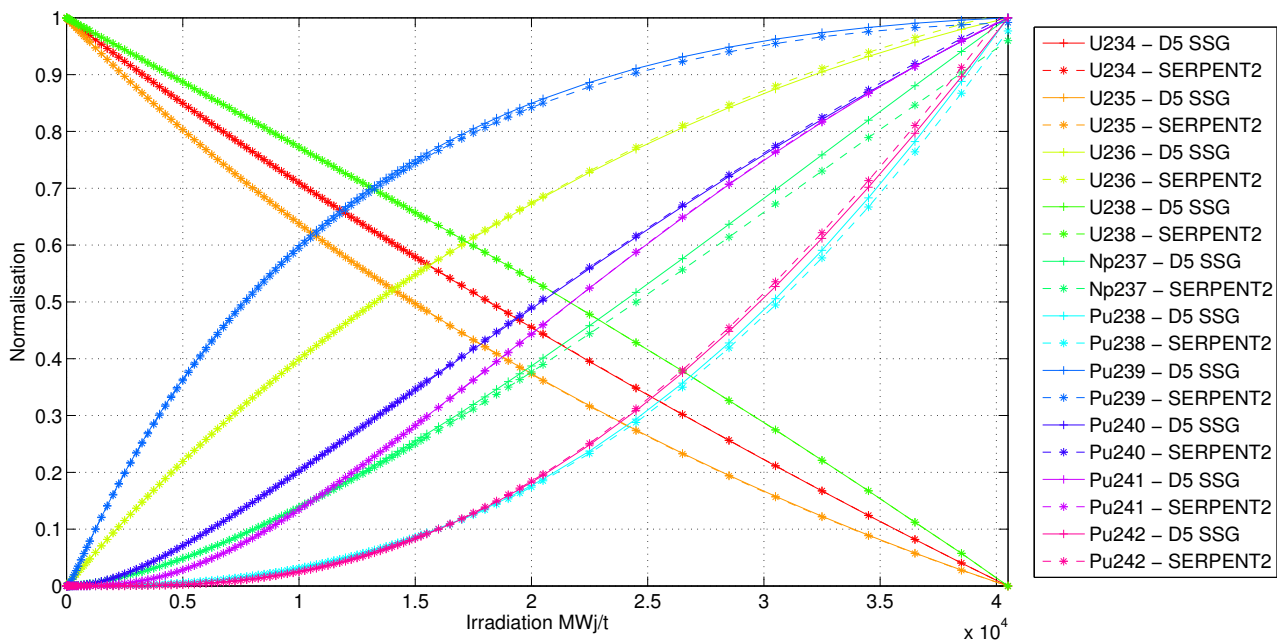


Figure H.25 Évolution des concentrations des actinides (1) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (8,6).

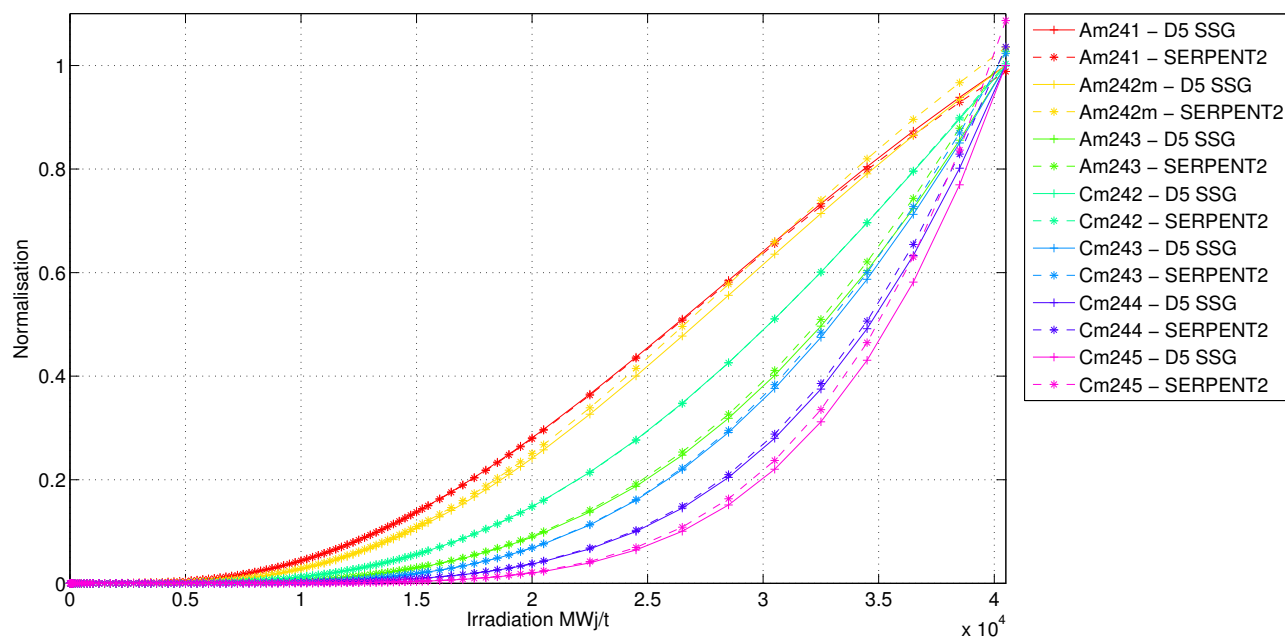


Figure H.26 Évolution des concentrations des actinides (2) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (8,6).

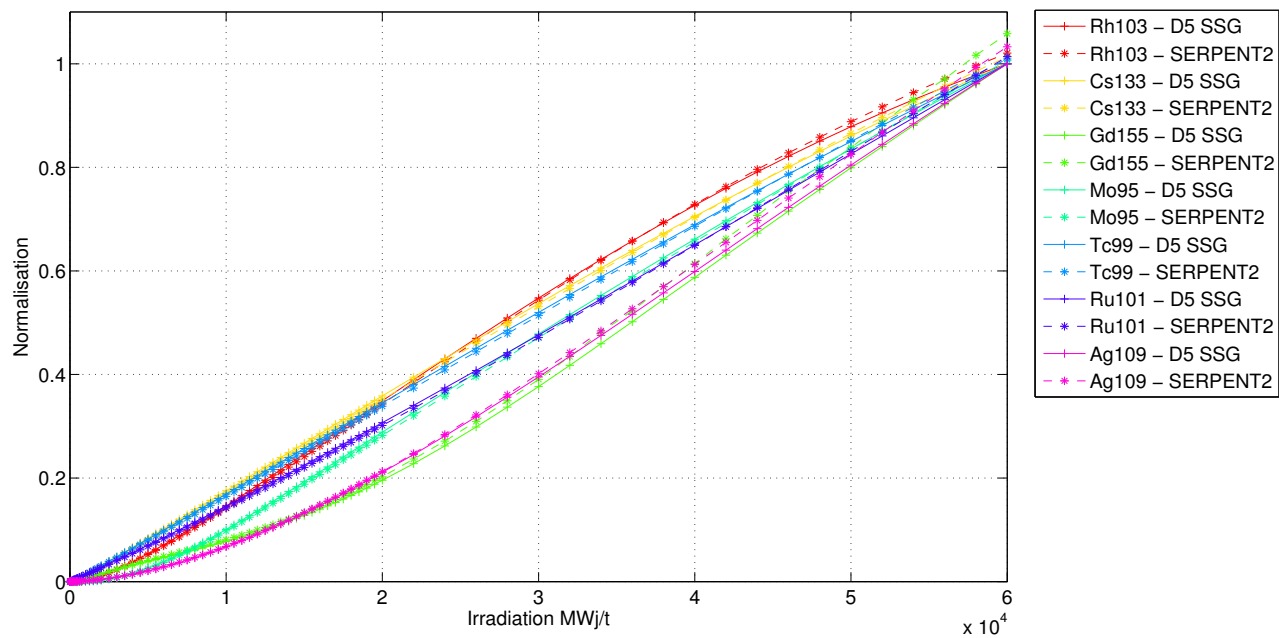


Figure H.27 Évolution des concentrations des produits de fission (1) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (8,6).

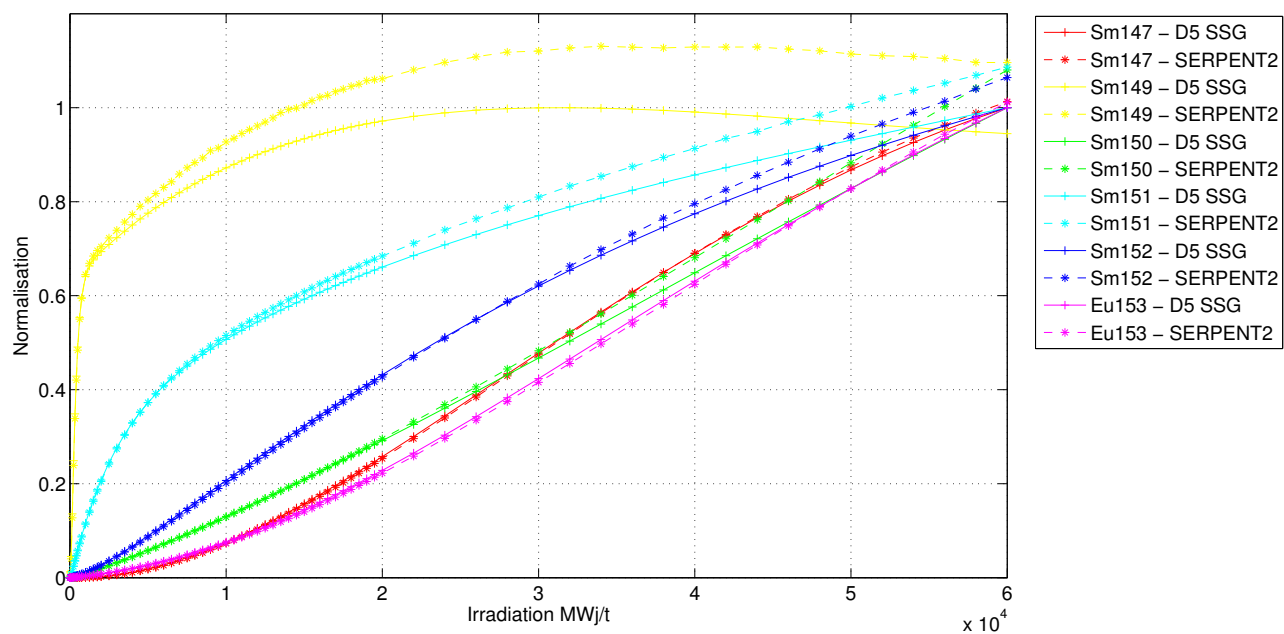


Figure H.28 Évolution des concentrations des produits de fission (2) - $\text{UO}_2\text{Gd}_2\text{O}_3$ - (8,6).