

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

CALCULS D'ASSEMBLAGES DE REP EN ENVIRONNEMENT

HADRIEN LEROYER

DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

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

JANVIER 2009



Library and Archives
Canada

Published Heritage
Branch

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Direction du
Patrimoine de l'édition

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file *Votre référence*
ISBN: 978-0-494-69165-6
Our file *Notre référence*
ISBN: 978-0-494-69165-6

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.


Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

CALCULS D'ASSEMBLAGES DE REP EN ENVIRONNEMENT

présenté par: LEROYER Hadrien

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

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

M. HÉBERT Alain, D.Ing., président

M. MARLEAU Guy, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. COURAU Tanguy, Ph.D., membre

à mes parents,
Bruno et Brigitte Leroyer.

REMERCIEMENTS

J'aimerais remercier mon directeur de recherche Guy Marleau pour ses conseils avisés, sa disponibilité et son attachement au bon déroulement de ma maîtrise. Je salue également ici toute l'équipe de l'institut de génie nucléaire, les professeurs, Mme Sirois, les doctorants, les étudiants à la maîtrise, qui m'ont permis de trouver un cadre agréable pour travailler à ma maîtrise.

J'aimerais également remercier au sein de l'équipe d'EDF, Clamart, chez qui j'ai effectué un stage à l'été 2008 : Tanguy Courau qui a proposé cette collaboration et qui a suivi de près ou de Floride les avancées du projet, Enrico Girardi pour sa tutelle attentionnée dans mon stage, et pour les longues conversations que nous avons eu sur le sujet, qui m'ont permis de prendre du recul sur le projet, Claude Garzenne pour ses analyses et ses suggestions, et enfin Thierry Lassabatere et Yves Dutheillet qui m'ont accueilli au sein de l'équipe SINETICS à EDF.

J'aimerais remercier mes amis, à Montréal, en France ou ailleurs, pour leurs attentions. Et enfin, je remercie mes parents, et ma sœur Delphine, pour leur indéfectible soutien.

RÉSUMÉ

Les Réacteurs à Eau Pressurisée (REP) représentent le type de réacteurs nucléaires le plus déployé au monde. Le cœur d'un REP est composé de plusieurs centaines d'assemblages, qui peuvent être de deux types : des assemblages d'oxyde d'uranium (UOX) ou des assemblages d'oxyde mixte (MOX). L'industrie électro-nucléaire cherche à calculer le flux neutronique qui régit toute la dynamique de fonctionnement du cœur. Mais la puissance actuelle des ordinateurs ne permet pas de résoudre l'équation de transport sur tout le cœur, en trois dimensions et en évolution. Les codes de neutronique utilisent donc des approximations à divers niveaux afin d'évaluer ce flux neutronique, en définissant un schéma de calcul pertinent. Le principe du schéma de calcul actuel est de calculer le cœur du réacteur en diffusion, en ayant interpolé aux bons paramètres de contre-réaction les sections efficaces macroscopiques homogénéisées, les bibliothèques d'interpolation étant générées à partir de calculs paramétriques sur les assemblages en milieu infini. Or cette hypothèse de calcul en milieu infini peut devenir peu pertinente dans un cœur de réacteur, du fait de l'hétérogénéité de l'environnement, tels que des gradients de burnup ou des interfaces MOX / UOX.

L'objectif de ce projet est alors d'étudier l'impact physique d'un environnement hétérogène sur les assemblages de REP. On mettra pour cela au point un schéma de calcul de référence grâce au logiciel de calcul de réseau DRAGON, qui prendra en compte tous les effets de l'environnement au sein d'un regroupement hétérogène de neuf assemblages. On comparera ensuite cette référence à des calculs effectués en milieu infini, ou à des schémas de calculs censés reproduire un code de calcul de cœur, toujours sur nos regroupements de neuf assemblages. Ces différentes comparaisons nous permettront d'une part d'expliquer physiquement les effets de l'environnement hétérogène, d'autre part de localiser et d'estimer les erreurs commises par un code de calcul de cœur ne prenant pas en compte l'environnement dans la génération des bibliothèques d'interpolation, et enfin de proposer des solutions à cette problématique.

ABSTRACT

Pressurized Water Reactors (PWR) are the most common nuclear reactor used today. The core of a PWR is composed of approximately 200 assemblies immersed in pressurized light water, which can be Uranium Oxide assemblies (UOX) or Mixed Oxide assemblies (MOX) coming from the reprocessings of used UOX. Electro-nuclear industries want to calculate the neutron flux inside these reactors, by solving the neutron transport equation, because it controls the dynamic of the core. Actually, the computers' power available today does not allow for a solution to the transport equation over the whole core, in three dimensions, with burnup. This is why reactor physicists use several approximations in order to obtain a solution for the neutron flux. This implies defining a pertinent calculation scheme. Generally, the calculation scheme requires homogenized macroscopic cross sections libraries generated using infinite lattice calculations on assemblies. Several parameters are used for the tabulation of these libraries including the burnup, the temperature and density of the coolant and the fuel, the concentration of boron and of xenon-135. Then the code evaluates the flux distribution in the finite reactor with the diffusion equation using cross sections interpolated from these libraries. However, the infinite lattice hypothesis may not be valid for highly heterogeneous cores, for example a core with burnup gradients or MOX / UOX interfaces.

The purpose of this study is to evaluate the physical impact of heterogeneous environment on PWR assemblies. We first define a reference calculation scheme for a 3×3 assembly cluster, taking all heterogeneous environment effect into account, with the lattice cell code DRAGON. We later compare this reference with infinite lattice calculations, or with other calculation schemes closer to a full reactor calculation code. Those comparisons will allow us to explain physically the effects of the heterogeneous environment, and also to evaluate the errors in the reactor code committed when this effect is not taken into account. Finally, we will propose solutions to this issue.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iv
REMERCIEMENTS	v
RÉSUMÉ	vi
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	viii
LISTE DES FIGURES	xiii
LISTE DES TABLEAUX	xvii
LISTE DES ANNEXES	xviii
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 PRÉREQUIS THÉORIQUES DE NEUTRONIQUE	5
1.1 La résolution de l'équation de transport	5
1.1.1 Dimensions des données	5
1.1.2 Le flux neutronique	6
1.1.3 L'équation de transport	7
1.1.4 Le formalisme multigroupe	9
1.1.5 Vers une équation de transport intégrale	10
1.1.6 Les conditions aux limites	10
1.1.7 Les méthodes de résolution de l'équation de transport	12
1.1.7.1 Le tracking	12
1.1.7.2 Les probabilités de collisions	13

1.1.7.3	La méthode des caractéristiques	16
1.1.8	Le module MCCGT de DRAGON	17
1.1.9	Modélisation des fuites	18
1.2	Homogénéisation et Condensation	18
1.2.1	Taux de réaction	18
1.2.2	Homogénéisation	20
1.2.3	Condensation	21
1.2.4	Sections efficaces homogénéisées et condensées	22
1.3	Auto-protection des résonances	22
1.3.1	Les buts du calcul d'auto-protection	23
1.3.2	L'auto-protection dans DRAGON	24
1.3.3	La méthode de Stamm'ler généralisée	25
1.4	Méthode d'évolution des isotopes	28
1.4.1	Principe général du calcul d'évolution	28
1.4.2	Résolution des équations de Bateman	28
CHAPITRE 2	DESCRIPTION GÉNÉRIQUE DES REP ET DE LEURS SCHÉ- MAS DE CALCULS ASSOCIÉS	30
2.1	Les Réacteurs à Eau Pressurisée (REP)	30
2.1.1	Principe général des REP	30
2.1.2	Combustible utilisé	31
2.2	Schéma de calcul de cœur de REP	32
2.2.1	Principe général du schéma de calcul	32
2.2.2	Evolution macroscopique	34
2.2.3	Evolution microscopique	34
CHAPITRE 3	MISE AU POINT DE DIFFÉRENTS PARAMÈTRES DES SCHÉ- MAS DE CALCUL	36
3.1	Description des assemblages MOX et UOX	37

3.2	Bibliothèque utilisée	39
3.3	Géométrie utilisée pour le calcul de flux	40
3.4	Conditions de réflexion	41
3.5	Options de tracking	42
3.5.1	Influence du tracking sur le temps cumulé de calcul	43
3.5.2	Influence du tracking sur le k_{∞}	44
3.5.3	Choix des paramètres de tracking	45
3.6	Auto-protection	45
3.6.1	Différents calculs d'auto-protection	46
3.6.2	Influence de l'auto-protection sur le k_{∞}	47
3.6.3	Choix de la méthode et de la géométrie d'auto-protection	48
3.7	Calcul de flux	48
3.8	Nombre de mélanges évolutifs	50
3.8.1	Dans les assemblages	50
3.8.2	Dans les regroupements d'assemblages	51
3.9	Schéma d'évolution	53

CHAPITRE 4	SCHÉMA DE CALCUL DE RÉFÉRENCE POUR L'ÉTUDE DE L'EFFET DE L'ENVIRONNEMENT	54
4.1	Description globale du schéma de référence	54
4.2	Effet de l'environnement sur le flux de pondération et les taux de fission	56
4.2.1	Carte des flux pour le regroupement M1	56
4.2.2	Carte des taux de fission pour le regroupement M1	59
4.3	Calcul du burnup local de chacun des assemblages	63
4.3.1	Introduction au problème	63
4.3.2	Calcul du Burnup local des assemblages	63
4.3.3	Effet de l'environnement dans le calcul de Burnup	65
4.3.4	Burnup local des assemblages du regroupement M1	68

4.3.5	Paramètres d'évolution	69
4.4	Calculs d'assemblages en milieu infini	70
4.5	Effet de l'environnement sur les sections efficaces	71
4.5.1	Influence du flux de pondération	72
4.5.1.1	Effet géométrique sur l'homogénéisation	72
4.5.1.2	Effet spectral sur la condensation	73
4.5.2	Influence des sections efficaces macroscopiques	75
4.5.2.1	Effet d'auto-protection sur les sections efficaces microscopiques	76
4.5.2.2	Effet d'évolution sur les concentrations isotopiques	77
4.5.3	Récapitulatif des mécanismes de différences sur les sections efficaces macroscopiques	80
CHAPITRE 5	VERS UN SCHÉMA DE CALCUL INDUSTRIEL	81
5.1	Schéma d'évolution microscopique	81
5.1.1	Principe général du schéma	82
5.1.2	Comparaison avec le schéma de calcul de référence	83
5.1.2.1	Influence sur le burnup local des assemblages	83
5.1.2.2	Influence sur les sections efficaces macroscopiques et les concentrations isotopiques	85
5.1.3	Conclusion sur l'effet de l'environnement sur l'auto-protection	86
5.2	Schéma d'évolution macroscopique	87
5.2.1	Principe général du schéma	87
5.2.2	Le schéma d'évolution macroscopique MEF	88
5.2.3	Comparaison avec le schéma de calcul de référence	89
5.2.3.1	Influence sur le burnup local des assemblages	89
5.2.3.2	Influence sur les sections efficaces macroscopiques et les concentrations isotopiques	91

5.2.3.3	Le problème des interfaces MOX / MOX.	94
5.2.4	Conclusion sur l'effet de l'environnement sur l'évolution	97
5.3	Propositions pour prendre en compte l'environnement dans un schéma de calcul de cœur	98
5.3.1	Ne pas prendre en compte l'environnement	98
5.3.2	Faire des bibliothèques d'interpolation avec un type d'environ- nement spécifique	99
5.3.3	Faire des bibliothèques d'interpolation avec différents environ- nements	100
5.3.4	Faire des bibliothèques d'interpolation quart d'assemblage . . .	101
5.3.5	Prise en compte des gradients de burnups en interpolant selon un burnup moyen de l'environnement	102
CONCLUSION		104
RÉFÉRENCES		107
ANNEXES		110

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	Schémas des réflexions spéculaire et isotrope.	11
Figure 1.2	Effet sur le flux d'une résonnance d'un isotope.	24
Figure 3.1	Assemblage 17×17 de type UOX.	37
Figure 3.2	Assemblage 17×17 de type MOX.	38
Figure 3.3	Géométrie utilisée pour le calcul de flux.	40
Figure 3.4	Différence relative sur la section efficace de fission thermique entre les deux conditions de réflexion.	41
Figure 3.5	Les différentes géométries utilisées pour le calcul d'auto-protection.	45
Figure 3.6	Les géométries utilisées pour les calculs de flux et d'auto-protection.	48
Figure 3.7	Mélanges de combustible évoluant séparément pour de l'UOX et du MOX.	50
Figure 3.8	Mélanges de combustible en regroupement.	52
Figure 4.1	Schéma de calcul de référence.	54
Figure 4.2	Regroupement d'assemblages M1.	56
Figure 4.3	Carte du flux thermique sur le regroupement M1.	56
Figure 4.4	Carte du flux rapide sur le regroupement M1.	57
Figure 4.5	Carte du flux condensé à un groupe sur le regroupement M1.	58
Figure 4.6	Carte des taux de fission dans le domaine thermique pour le re- groupement M1.	59
Figure 4.7	Schéma du destin d'un neutron thermique à l'interface MOX / UOX.	60
Figure 4.8	Carte des taux de fission dans le domaine rapide pour le regrou- pement M1.	61
Figure 4.9	Carte des taux de fission condensé pour le regroupement M1.	62
Figure 4.10	Energie relachée par fission dans des assemblages de MOX ou d'UOX.	66

Figure 4.11	Différence relative sur le burnup local des assemblages de M1. .	68
Figure 4.12	Carte des différences relatives sur le rapport entre le flux thermique et le flux rapide pour le regroupement M1, à $t=0$	73
Figure 4.13	Carte des différences relatives sur les sections efficaces macroscopiques de fission dans le spectre thermique pour le regroupement M1, à $t=0$	75
Figure 4.14	Carte des différences relatives sur les sections efficaces macroscopiques de fission dans le spectre thermique pour le regroupement M1, avec $\Delta B = +14$ GWj/t.	77
Figure 4.15	Carte des différences relatives sur les concentrations de Plutonium-239 pour le regroupement M1, avec $\Delta B = +14$ GWj/t.	78
Figure 4.16	Carte des différences relatives sur les concentrations d'Uranium-235 pour le regroupement M1, avec $\Delta B = +14$ GWj/t.	79
Figure 5.1	Schéma de calcul d'évolution microscopique.	82
Figure 5.2	Différence relative sur le burnup local des assemblages de M1 pour le schéma microscopique.	83
Figure 5.3	Carte des différences relatives sur le taux de fission condensé pour le regroupement M1 pour le schéma d'évolution microscopique.	84
Figure 5.4	Carte des différences relatives sur les sections efficaces de fission thermiques pour le regroupement M1 pour le schéma d'évolution microscopique.	85
Figure 5.5	Carte des différences relatives sur les concentrations isotopiques pour le regroupement M1 pour le schéma d'évolution microscopique, avec $\Delta B = 14$ GWj/t.	86
Figure 5.6	Schéma d'évolution macroscopique.	87

Figure 5.7	Carte des différences relatives sur le taux de fission condensé pour le regroupement M1 pour les schémas d'évolution macroscopiques, avec $\Delta B = 14$ GWj/t.	89
Figure 5.8	Différence relative sur le burnup local des assemblages de M1 pour les schémas macroscopiques.	90
Figure 5.9	Carte des différences relatives sur les sections efficaces de fission thermiques pour le regroupement M1 pour les schémas d'évolution macroscopiques, avec $\Delta B = 14$ GWj/t.	91
Figure 5.10	Carte des différences relatives sur les concentrations isotopiques du Plutonium-239 pour le regroupement M1 pour les schémas d'évolution macroscopiques, avec $\Delta B = 14$ GWj/t.	92
Figure 5.11	Carte des différences relatives sur les concentrations isotopiques de l'Uranium-235 pour le regroupement M1 pour les schémas d'évolution macroscopiques, avec $\Delta B = 14$ GWj/t.	92
Figure 5.12	Carte des différences relatives sur les sections efficaces de fission thermiques pour le regroupement M3 pour les schémas d'évolution macroscopiques, avec $\Delta B = 14$ GWj/t.	95
Figure 5.13	Carte des différences relatives sur les sections efficaces de fission thermiques pour le regroupement M5 pour les schémas d'évolution macroscopiques, avec $\Delta B = 14$ GWj/t.	96
Figure II.1	Comparaison entre les deux discrétisations géométriques pour l'étude paramétrique.	112
Figure II.2	Différence absolue sur le k_{∞} pour de l'UOX et du MOX.	115
Figure II.3	Différence relative sur les sections efficaces homogénéisées de fission, dans le spectre thermique.	117
Figure II.4	Différence relative sur les sections efficaces homogénéisées de fission, dans le spectre rapide.	118

Figure II.5	Différence relative sur les sections efficaces homogénéisées d'absorption, dans le spectre thermique.	120
Figure II.6	Différence relative sur les sections efficaces homogénéisées d'absorption, dans le spectre rapide.	121

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1	Limites des deux groupes d'énergie sur lesquels on effectue la condensation.	21
Tableau 3.1	Influence du tracking sur le temps de calcul.	43
Tableau 3.2	Influence du tracking sur le k_{∞}	44
Tableau 3.3	Influence de l'auto-protection sur le temps de calcul et le k_{∞} . .	47
Tableau 3.4	Comparaison des deux solveurs de flux.	49
Tableau 3.5	Description des pas d'évolution.	53
Tableau 4.1	Energie moyenne dégagée par fission pour les principaux isotopes fissiles.	66
Tableau 5.1	Traitement des interfaces avec le schéma macroscopique MEF. .	97
Tableau I.1	Description des regroupements étudiés.	110
Tableau II.1	Temps de calculs pour différent modèles d'assemblage.	122

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE I	DONNÉES POUR LES CALCULS DE REGROUPEMENTS	110
ANNEXE II	ÉTUDE PARAMÉTRIQUE SUR LES ASSEMBLAGES DE MOX ET D'UOX.	111
II.1	Objectif de l'étude paramétrique	111
II.2	Paramètres testés dans cette étude	111
II.3	Résultats de l'étude paramétrique	113
II.3.1	Influence sur la criticité de l'assemblage	114
II.3.2	Influence sur les sections efficaces homogénéisées	116
II.3.3	Temps de calcul de chacun des paramètres	122
II.4	Conclusion de l'étude paramétrique	123
ANNEXE III	SCHÉMA DE CALCUL DRAGON	125
III.1	Fichiers d'entrée	125
III.2	Création des géométries	126
III.3	Procédures utilisées	128

INTRODUCTION

Les réacteurs à eau pressurisés (REP) sont le type de réacteurs le plus répandu au monde. Ces réacteurs sont dits thermiques, ce qui signifie que les neutrons doivent être ralentis afin de pouvoir garder la criticité du cœur, et ils ont la particularité d'utiliser de l'eau légère à haute pression à la fois dans le rôle du caloporteur et dans celui du modérateur. Le cœur du réacteur est divisé en plus ou moins 200 assemblages carrés d'une vingtaine de centimètres de côtés, et d'environ quatre mètres de long, chaque assemblage étant un maillage 17×17 de 274 crayons de combustible et de 25 trous d'eau. On différencie deux types d'assemblages : l'assemblage d'UOX (Uranium OXYde) qui a un combustible composé d'uranium enrichi à 4% en Uranium-235, et l'assemblage de MOX (Mixed OXYde), issu du retraitement des assemblages UOX usés, qui présente plusieurs zones différant par la teneur en plutonium du combustible, le plutonium étant allié à de l'uranium appauvri.

Afin de pouvoir calculer et prédire les grandeurs de certaines valeurs propres aux assemblages, on utilise des codes de calcul simulant le comportement d'un assemblage ou d'un cœur de réacteur nucléaire, et censés résoudre l'équation fondamentale de la neutronique, de laquelle on peut déduire le flux neutronique : l'équation de transport. On différencie deux types de codes : les codes stochastiques, reposant sur une évaluation statistique de la population de neutrons dans un milieu donné, et les codes déterministes, souvent plus rapides et mieux adaptés à des calculs industriels, mais reposant sur des approximations .

Malheureusement, la puissance actuelle des ordinateurs ne nous permet pas de faire tourner un calcul de cœur de réacteur en discrétisant finement chacun des assemblages, en évolution, en 3-D et en transport. Il faut donc procéder autrement, grâce à des approximations, pour réussir à approcher les résultats que l'on désire connaître, tels que les

paramètres de contre réaction de chacun des assemblages (burnup, température et densité du combustible et du caloporteur) ou la criticité du cœur. Le principe d'un schéma de calcul de cœur de réacteur est le suivant : on fait un calcul de diffusion sur le cœur homogénéisé assemblage par assemblage ou crayon par crayon, et condensé à deux groupes d'énergie. Du flux résultant, on calcule les paramètres de contre-réaction et on interpole dans une bibliothèque calculée précédemment en milieu infini les sections efficaces macroscopiques de chacun des assemblages pour leur nouveau burnup, et on peut alors simuler au niveau du cœur un nouveau pas de calcul.

Il y a donc un couplage entre des codes de nature très différentes : des codes de cœur tels que DONJON [Varin et al., 2005], développé à l'École Polytechnique de Montréal, ou le code COCCINELLE résolvant l'équation de la diffusion, des codes de thermohydraulique afin d'obtenir certains paramètres de contre-réaction, et des codes de réseau, tels que DRAGON [Marleau et al., 2008] développé à l'École Polytechnique de Montréal, ou APOLLO II [Sanchez, 1988] utilisé en France par le CEA et EDF, afin de générer les bibliothèques d'interpolation.

Le problème de l'environnement est alors le suivant : alors que ces bibliothèques d'interpolation sont calculées en milieu infini, cette hypothèse n'est plus valable dans un cœur de réacteur, où l'on peut trouver des gradients de Burnup ou des interfaces MOX / UOX. L'environnement est une notion extrêmement locale, n'agissant significativement que sur les dernières rangées de crayons d'un assemblage, si bien que seul les assemblages en face ou en coin d'un assemblage peuvent l'influencer et perturber cette hypothèse de calcul en milieu infini. Deux configurations peuvent causer des effets d'environnement importants : soit un gradient de burnup important, ce qui a peu de chance de se produire dans un cœur de réacteur puisque l'on cherche à avoir une carte de puissance très plate, ou une juxtaposition d'assemblages de MOX à des assemblages d'UOX, ce qui arrivera régulièrement dans un cœur de réacteur contenant du MOX. Dans ce dernier cas en particulier, nous verrons que l'hypothèse de calcul en milieu infini est mise en défaut, ce

qui se traduit par une dérive lors de l'évolution sur le contenu isotopique des crayons de combustible.

L'objectif de cette maîtrise est d'obtenir un schéma de calcul de référence pour un regroupement 3×3 d'assemblages en évolution, prenant en compte tous les effets de l'environnement, et de le comparer à d'autres schémas de calcul s'approchant plus d'un code de cœur, afin de quantifier les erreurs que l'on commet avec ce type de simulation. Tous les calculs présentés seront modélisés avec le code de calcul de réseau DRAGON développé par l'Institut de Génie Nucléaire de l'École Polytechnique de Montréal. La version utilisée est une version modifiée de la distribution 4.0.1, modifiée à des fins de souplesse pour ce projet de maîtrise [Marleau et al., 2006]. Cette étude s'appuie sur des travaux déjà réalisés à l'École polytechnique de Montréal, la maîtrise de Joël Le Mer [Le Mer, 2006, Le Mer et al., 2008] sur la simulation du comportement neutronique des REP avec les codes DRAGON et DONJON, et sur des études menées par EDF [Girardi, 2008].

Après avoir présenté l'équation de transport, et les bases nécessaires à la compréhension du travail effectué, dans le chapitre 1, nous détaillerons le fonctionnement global d'un schéma de calcul dans le chapitre 2. Il est important d'avoir les mêmes options de calcul dans tous les schémas, afin de fournir des comparaisons pertinentes. Nous montrerons donc quelles options de calcul nous avons choisies dans le chapitre 3, en expliquant les raisons qui nous ont menées à ces compromis entre précision des résultats et coût en temps de calcul.

Dans le chapitre 4, nous présenterons la comparaison entre notre calcul de référence et le calcul d'assemblages en milieu infini, afin de cibler les effets physiques de l'environnement sur un assemblage de REP. Nous verrons que l'environnement peut jouer sur beaucoup d'étapes de notre calcul : sur l'auto-protection et donc les sections efficaces microscopiques, sur le spectre du flux de pondération et donc sur la condensation des

sections efficaces macroscopiques, ou encore sur l'évolution du combustible, et donc finalement sur les concentrations isotopiques. Nous verrons qu'en évolution ces effets se couplent et induisent des dérives grandissantes.

Après cette étude assez classique de l'effet de l'environnement, nous nous approcherons le plus possible d'un schéma de calcul de cœur sur notre regroupement d'assemblages, en interpolant aux bons paramètres de contre-réaction (le seul utilisé ici étant le burnup local de chacun des assemblages) dans des bibliothèques calculées en milieu infini les sections efficaces microscopiques ou macroscopiques, selon le schéma d'évolution. En comparant tous ces schémas de calcul à notre référence, nous aurons alors une idée de l'erreur commise par chacun des codes de calcul de cœur. Nous détaillerons notre démarche et les résultats que nous avons obtenu.

Notons que du fait de l'utilisation de données et de modèles simplifiés, cette étude a une portée essentiellement académique. De plus, nous nous concentrons principalement au niveau des résultats sur des problématiques de bilan matière, et non sur des paramètres tels que la réactivité ou la longueur de campagne. Des travaux supplémentaires seraient requis pour analyser l'effet de l'environnement sur ces paramètres dans le cadre des études relatives à l'exploitation des cœurs.

CHAPITRE 1

PRÉREQUIS THÉORIQUES DE NEUTRONIQUE

Notre but n'est pas de présenter ici de manière détaillée le contenu théorique de la neutronique utilisée pour nos calculs d'assemblages ou de regroupements, mais d'explicitier les notions physiques en jeu et leurs implications pour le projet qui nous intéresse, à savoir l'explication physique de l'effet de l'environnement sur certains paramètres des assemblages. Le lecteur voulant approfondir les questions théoriques pourra se référer à d'autres ouvrages plus complets [Hébert, 2007, Reuss, 2003].

1.1 La résolution de l'équation de transport

1.1.1 Dimensions des données

Les dimensions physiques de certaines grandeurs neutroniques (flux, volume, densité) varient en fonction de la dimension du problème. En effet, à trois dimensions, la densité est donnée en cm^{-3} , et les volumes en m^3 puisque tout le volume est discrétisé. A deux dimensions, on considère un problème sur le plan (x, y) , infini selon l'axe z . La densité est donc donnée en cm^{-2} et les "volumes" en m^2 . Enfin, à une dimension, le problème posé sur l'axe (x) est infini sur les plans perpendiculaires, la densité est linéique et donc donnée en cm^{-1} et les "volumes" en m . Enfin, le flux est la multiplication de la vitesse des neutrons par leur densité, ce qui implique qu'il est exprimé en $m^{-2}s^{-1}$ (3-D), $m^{-1}s^{-1}$ (2-D) ou s^{-1} (1-D).

Nous travaillerons, au cours de toute notre étude, toujours en 2 dimensions, et nous donnerons donc les dimensions physiques selon cette convention.

1.1.2 Le flux neutronique

Comme son nom l'indique, la neutronique a pour objet de décrire la population des neutrons dans un environnement donné. Ces neutrons sont décrits et évoluent dans un hyper-espace à 7 dimensions :

- Trois paramètres de position, décrits par le vecteur $\mathbf{r}$.
- Trois paramètres de vitesse. On utilise couramment l'énergie $E = m|\mathbf{V}_n|^2/2$, avec m la masse du neutron et $\mathbf{V}_n$ la vitesse, et les deux autres paramètres de vitesse sont le vecteur normalisé de la direction, $\boldsymbol{\Omega} = \mathbf{V}_n/V_n$.
- Le temps t utilisé dans les transitoires, lorsque l'hypothèse de régime permanent n'est pas valable.

La population de neutrons est décrite par une distribution, la densité $n(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t)$, telle que la quantité $n(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) d^3r dE d^2\Omega$ représente le nombre de neutrons présents à l'instant t dans l'élément de volume d^3r autour de $\mathbf{r}$, ayant une énergie E à dE près et ayant la direction $\boldsymbol{\Omega}$ à l'élément d'angle solide $d^2\Omega$ près. Mais la variable utilisée en physique des réacteurs, préférablement à la densité, est le flux neutronique angulaire ϕ défini par :

$$\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) = \sqrt{\frac{2E}{m}} n(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t)$$

Notons que le flux angulaire n'a pas de signification physique ; c'est une notion mathématique définissant une distribution par rapport aux variables $\mathbf{r}$, E et $\boldsymbol{\Omega}$, et une fonction par rapport au temps t .

1.1.3 L'équation de transport

L'équation de transport vient d'un bilan de la population neutronique dans l'hyper-volume $d^3r dE d^2\Omega$ autour de $\{\mathbf{r}, E, \Omega\}$ durant l'intervalle de temps Δt :

$$\begin{aligned}
 n(\mathbf{r}, E, \Omega, t + \Delta t) - n(\mathbf{r}, E, \Omega, t) &= \text{Variation du nombre de neutrons durant } \Delta t \\
 &= \text{neutrons créés dans l'hypervolume} \\
 &\quad - \text{neutrons perdus par collision} \\
 &\quad - \text{neutrons sortant du volume } d^3r
 \end{aligned}$$

- Les neutrons créés, par fission, par collision ou autre, dans l'hyper-volume $d^3r dE d^2\Omega$ autour de $\{\mathbf{r}, E, \Omega\}$ pendant Δt seront désignés par un terme de source $Q(\mathbf{r}, E, \Omega, t)\Delta t$, avec Q la densité de source, sur laquelle nous reviendrons.
- Les neutrons perdus par collision avec des noyaux pendant Δt s'écrivent en fonction du taux de réaction total durant cette période : $\Sigma(\mathbf{r}, E)\phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t)\Delta t$, avec $\Sigma(\mathbf{r}, E)$ la section efficace macroscopique totale en ce point de l'hyper-volume.
- Les neutrons sortant du volume d^3r durant Δt sont donnés d'après le théorème de la divergence, par le bilan $\Omega \cdot \nabla \phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t)\Delta t$.

On divise par Δt que l'on fait tendre vers 0 pour obtenir la forme locale de l'équation de transport donnée ci-dessous :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} n(\mathbf{r}, E, \Omega, t) &= Q(\mathbf{r}, E, \Omega, t) \\
 &\quad - \Sigma(\mathbf{r}, E)\phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) \\
 &\quad - \Omega \cdot \nabla \phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t)
 \end{aligned}$$

Nous ne nous intéressons pas à la cinétique dans notre étude, tous les phénomènes temporels (évolution) seront considérés comme quasi-statiques. La dérivée partielle par rapport au temps se simplifie donc, ainsi que toutes les dépendances en t , pour donner :

$$\boxed{Q(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \Sigma(\mathbf{r}, E)\phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) + \boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla \phi(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega})} \quad (1.1)$$

La densité de source, $Q(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega})$ s'exprime comme suit :

$$\begin{aligned} Q(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = & \int_{4\pi} d^2\Omega' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(\mathbf{r}, E \leftarrow E', \boldsymbol{\Omega} \leftarrow \boldsymbol{\Omega}') \phi(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}') \\ & + \frac{1}{4\pi k_{eff}} \sum_{j=1}^J \chi_j(E) \int_0^\infty dE' \nu \Sigma_{f,j}(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E') \end{aligned}$$

- La première contribution décrit les collisions que l'on somme sur toutes les contributions aboutissant à l'arrivée d'un neutron dans l'hypervolume autour du point $\mathbf{r}$, de l'énergie E et de la direction angulaire $\boldsymbol{\Omega}$. Ce terme inclut les réactions (n, xn) .
- La seconde contribution concerne les neutrons apportés au système par fission. On somme sur tous les isotopes fissiles du système $[1 \dots J]$, avec $\chi_j(E)$ le spectre de fission, qui est la densité de probabilité pour l'isotope j d'émettre un neutron à l'énergie E à dE près. $\nu \Sigma_{f,j}(\mathbf{r}, E')$ est le nombre de neutrons produits par la fission multiplié par la section efficace macroscopique de fission. $\phi(\mathbf{r}, E')$ est le flux intégré sur toutes les directions $\boldsymbol{\Omega}$, les sources de fission étant isotropes. Enfin, k_{eff} est le facteur de multiplication effectif, qui est garant de l'état d'équilibre stationnaire, donnant l'égalité entre les absorptions et les fuites avec la production de neutrons par fission.

1.1.4 Le formalisme multigroupe

Afin de résoudre l'équation de transport 1.1, on utilise fréquemment une discrétisation multigroupe en énergie. On passe alors d'une énergie continue à une discrétisation sur G groupes d'énergie, définis par des intervalles $]E_g, E_{g-1}[$ sur lesquels toutes les données sont prises indépendantes de l'énergie. Notons que l'énergie E_0 représente la valeur de l'énergie la plus haute, ce qui est justifié par le fait que les neutrons naissent rapides puis sont ralentis par collision.

La dépendance énergétique des différentes valeurs est alors ramenée à des fonctions de l'énergie continues par morceaux. Il faut donc calculer les valeurs moyennes de ces grandeurs sur chaque groupe d'énergie. Ce processus de condensation est effectué par les bibliothèques de sections efficaces, et moyenne les grandeurs sur les intervalles d'énergie. Sous ces simplifications, l'équation 1.1 peut se mettre sous la forme suivante sur chacun des intervalles d'énergie $g \in [1 \dots G]$:

$$\boxed{Q_g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \Sigma_g(\mathbf{r})\phi_g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) + \boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla \phi_g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})} \quad (1.2)$$

$$\begin{aligned} \text{Avec : } Q_g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = & \sum_{h=1}^G \int_{4\pi} d^2\Omega' \Sigma_{s,g \leftarrow h}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega} \leftarrow \boldsymbol{\Omega}') \phi_h(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}') \\ & + \frac{1}{4\pi k_{eff}} \sum_{j=1}^J \chi_{j,g} \sum_{h=1}^G \nu \Sigma_{f,j,h}(\mathbf{r}) \phi_h(\mathbf{r}) \end{aligned}$$

L'équation 1.2 est appelée l'équation de transport locale stationnaire multigroupe. Afin de pouvoir la résoudre et expliquer les algorithmes de résolution, il faut passer de la forme locale à la forme intégrale de l'équation de transport.

1.1.5 Vers une équation de transport intégrale

Il faut passer en coordonnées curvilignes. On désigne par s l'abscisse curviligne. On transforme alors l'équation 1.2 en l'équation de transport sous la forme caractéristique :

$$Q_g(\mathbf{r} + s\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}) = \Sigma_g(\mathbf{r} + s\boldsymbol{\Omega})\phi_g(\mathbf{r} + \boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}) + \frac{d}{ds}\phi_g(\mathbf{r} + s\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}) \quad (1.3)$$

On définit alors le chemin optique $\tau_g(s) = \int_0^s ds' \Sigma_g(\mathbf{r} + s'\boldsymbol{\Omega})$ et on peut obtenir à partir de l'équation 1.3, l'équation de transport en domaine infini sous forme intégrale :

$$\phi_g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \int_0^\infty ds e^{-\tau_g(s)} Q_g(\mathbf{r} - s\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}) \quad (1.4)$$

1.1.6 Les conditions aux limites

Pour répondre à l'hypothèse de travail en milieu infini, il faut, en plus de l'équation 1.4, intégrer des conditions aux limites des milieux à étudier. Le domaine V à étudier est entouré d'une frontière ∂V où il est nécessaire d'imposer des conditions. On définit $\mathbf{N}(\mathbf{r}_s)$ la normale unitaire sortante à la surface au point $\mathbf{r}_s \in \partial V$. Nous allons décrire les deux principales conditions aux frontières, celles que nous utiliserons dans notre étude, ce qui revient à obtenir une condition sur les flux entrants ($\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{N}(\mathbf{r}_s) < 0$) en fonction des flux sortants ($\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{N}(\mathbf{r}_s) > 0$).

- **La condition de réflexion spéculaire** (ou miroir, traduit de l'anglais “mirror-like boundary condition”). C'est une condition de réflexion exacte, elle impose la frontière comme plan de réflexion de la géométrie. Le flux sortant sera égal au flux entrant, en imposant des conditions sur les directions angulaires $\boldsymbol{\Omega}$:

$$\phi_g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \phi_g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}')$$

Avec les conditions suivantes : $\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{N}(\mathbf{r}_s) = -\boldsymbol{\Omega}' \cdot \mathbf{N}(\mathbf{r}_s)$ (ce qui fixe l'angle de la réflexion), $(\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{\Omega}') \cdot \mathbf{N}(\mathbf{r}_s) = 0$ (ce qui indique que les trois vecteurs sont coplanaires), et $\boldsymbol{\Omega} \neq -\boldsymbol{\Omega}'$. Cette condition de réflexion est illustrée à la figure 1.1(a).

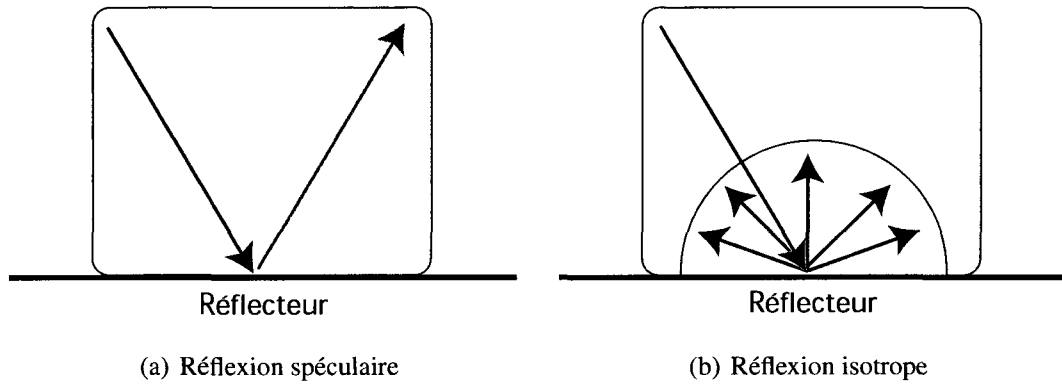


Figure 1.1 Schémas des réflexions spéculaire et isotrope.

- **La condition de réflexion isotrope** (ou de frontière blanche, traduit de l'anglais “white boundary condition”). Cette condition impose que tout neutron sortant du domaine V y revienne avec une distribution angulaire isotrope. Cela se traduit par la relation suivante :

$$\phi_g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \frac{1}{\pi} \int_{\boldsymbol{\Omega}' \cdot \mathbf{N}(\mathbf{r}_s) > 0} d^2\Omega' [\boldsymbol{\Omega}' \cdot \mathbf{N}(\mathbf{r}_s)] \phi_g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}') \text{ avec } \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{N}(\mathbf{r}_s) < 0$$

C'est une approximation, qui trouve sa justification dans le cas de systèmes très symétriques, présentant un rapport volume sur surface assez important. Cette méthode retranscrit bien le comportement des neutrons thermiques, qui, ayant des libre parcours moyens très faibles, oublient rapidement d'où ils viennent. Étant donné que c'est le flux thermique qui nous intéresse le plus, on utilise assez fréquemment cette

approximation qui conduit à des temps de calcul bien moins longs que la réflexion spéculaire. On a illustré cette condition de réflexion à la figure 1.1(b).

1.1.7 Les méthodes de résolution de l'équation de transport

1.1.7.1 Le tracking

On désire résoudre l'équation de transport sous sa forme intégrale, selon l'équation 1.4. Pour cela, il nous faut utiliser une méthode numérique d'intégration : une technique de quadrature. Il nous faut pour cela tracer des lignes d'intégration sur le volume ou la surface sur laquelle on désire intégrer, pondérée par un poids spécifique à chacune de ces lignes, selon cette méthode des quadratures. On évalue alors sur chacune de ces lignes la fonction à intégrer, que l'on somme sur la longueur pondérée des lignes. L'appellation "tracking" désigne donc le tracé de ces lignes d'intégration.

Les deux méthodes de résolution de l'équation de transport que nous allons présenter sont basées sur les coordonnées curvilignes. On définit alors pour le domaine V en considération le "tracking" de la géométrie, c'est à dire le tracé des lignes d'intégration sur la géométrie. Quatre paramètres définissent le tracking. Le premier est le nombre d'angles polaires choisis. Le second est le nombre d'angles azimutaux choisis. La combinaison de ces deux premiers éléments donne la discrétisation sur les directions étudiées. On associe à chaque direction étudiée Ω_m un poids ω_m de telle sorte que $\int_0^{4\pi} d^2\Omega = \sum_m \omega_m \Omega_m = 4\pi$. Le troisième paramètre est la densité du tracking, qui définit l'espacement des lignes de tracking dans une même direction. Enfin, la condition de réflexion aux frontières du domaine influe sur le tracking, comme nous l'avons vu à la section 1.1.6.

L'ensemble de l'espace est alors discrétisé en lignes d'intégration, et il faut alors iden-

tifier les intersections entre ces lignes et les différents milieux du domaine, avec leurs caractéristiques spécifiques, de manière à calculer les chemins optiques.

Au niveau des conditions de réflexion aux frontières, il est nécessaire de tracer des lignes d'intégration cycliques sur le domaine V pour la condition de réflexion spéculaire, au contraire de la réflexion isotrope, qui somme sur une surface les neutrons sortants et renvoie isotropement les neutrons en conséquence.

1.1.7.2 Les probabilités de collisions

La méthode des probabilités de collisions repose sur la discrétisation spatiale de la forme intégrale multigroupe de l'équation de transport, donnée en 1.4. On intègre l'équation sur la direction angulaire des neutrons, et on change les variables selon $\mathbf{r}' = \mathbf{r} - s\boldsymbol{\Omega}$:

$$\begin{aligned}\phi_g(\mathbf{r}) &= \int_{4\pi} d^2\Omega \phi_g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \int_0^\infty ds e^{-\tau_g(s)} Q_g(\mathbf{r} - s\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}) \\ &= \int_\infty d^3r' \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} Q_g(\mathbf{r}')\end{aligned}$$

Cette méthode est en général utilisée pour un pavage infini de cellules. On découpe la géométrie en régions V_i , et on désigne par V_i^∞ la réunion de toutes les régions V_i sur le pavage infini. On considère que la source de neutrons $Q_{i,g}$ est constante sur chacune des régions V_i . C'est une hypothèse importante, qui nécessite de réaliser une discrétisation fine de la géométrie considérée, pour répondre à l'approximation de la source constante.

On développe la section efficace de diffusion en polynôme de Legendre en ne conservant que le premier terme, et on a :

$$\Sigma_{s,i,g \leftarrow h, \Omega \leftarrow \Omega'} = \frac{\Sigma_{s,0,i,g \leftarrow h}}{4\pi}$$

On multiplie alors par la section efficace macroscopique totale $\Sigma_g(\mathbf{r})$ et on intègre sur chaque région V_i :

$$\int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\mathbf{r}) \phi_g(\mathbf{r}) = \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\mathbf{r}) \sum_i \int_{V_i^\infty} d^3r' Q_{i,g} \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2}$$

Où les sources valent :

$$Q_{i,g} = \sum_{h=1}^G \frac{\Sigma_{s,0,i,g \leftarrow h}}{4\pi} \phi_{i,h} + \frac{1}{4\pi k_{eff}} \sum_{j=1}^J \chi_{j,g} \sum_{h=1}^G \nu \Sigma_{f,j,g,h}(\mathbf{r}) \phi_{i,h}(\mathbf{r})$$

On peut alors simplifier l'équation du flux :

$$\phi_{i,g} = \frac{1}{V_j \Sigma_{j,g}} \sum_i Q_{i,g} V_i P_{ij,g}$$

$$\begin{aligned} \text{avec : } \phi_{i,g} &= \frac{1}{V_j} \int_{V_j} d^3r \phi_g(\mathbf{r}) \\ \Sigma_{j,g} &= \frac{1}{V_j \phi_{j,g}} \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\mathbf{r}) \phi_g(\mathbf{r}) \\ P_{ij,g} &= \frac{1}{4\pi V_i} \int_{\infty} d^3r' \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(\mathbf{r}) \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} \end{aligned}$$

Concrètement, $P_{ij,g}$ est la probabilité qu'a un neutron né dans une des régions V_i du réseau d'avoir sa première collision dans la région V_j du motif infini étudié, d'où le

terme probabilité de collision. En général, les sections efficaces macroscopiques sont constantes au sein des régions V_j de telle sorte que l'on peut utiliser les probabilités de collision réduites $p_{ij,g}$:

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

Ce qui nous donne alors le flux sous la forme suivante :

$$\phi_{i,g} = \sum_j Q_{i,g} p_{ij,g}$$

La première étape d'un calcul PIJ est de calculer les probabilités de collision (CP). C'est d'ailleurs la limitation technique de cette méthode : la matrice des CP est une matrice carrée $n \times n$ avec n le nombre de régions considérées dans le problème. Or inverser et stocker de telles matrices lorsque le nombre de régions dépasse le millier devient extrêmement coûteux en terme d'espace nécessaire, et en terme de temps de calcul CPU. C'est pour cela que l'on considère que l'on ne peut pas traiter en méthode des probabilités de collision des problèmes à plus de quelques milliers de régions (ce qui dépend également du nombre de groupes d'énergie).

Une fois que les CP sont calculées, le flux intégré sur les régions V_j est calculé par itération sur les sources de neutrons. On distingue plusieurs boucles itératives :

- **Itération externe** : Ces itérations concernent la source de fission. On la fixe dans un premier temps à une constante arbitraire, on effectue les itérations internes, puis on recalcule la source de fission avec le flux multigroupe calculé, et on boucle ainsi. Il faut ici atteindre la convergence sur le k_{eff} (ou sur les fuites) et sur le flux.
- **Itération interne** : Ces itérations se font sur les sources de diffusion dans chaque

groupe d'énergie. On part du groupe d'énergie la plus grande, on connaît les sources de fissions fixées dans l'itération externe, et on peut alors calculer les sources de diffusion pour le groupe suivant. En effet, il n'y a pas de remontées d'énergie dans le spectre rapide : les neutrons sont uniquement ralentis dans les hautes énergies. Dans le spectre thermique, il est nécessaire d'avoir ce que l'on appelle des itérations thermiques, prenant en compte l'agitation thermique des noyaux et le fait qu'un neutron peut gagner de l'énergie par collision : la matrice de diffusion n'est plus triangulaire supérieure dans ces groupes d'énergie, des couplages apparaissent. On peut alors connaître les sources de diffusion pour chaque groupe, et avec les sources de fission fixées précédemment, on a les sources totales, ce qui nous permet d'avoir le flux multigroupe correspondant aux sources de fission fixées.

1.1.7.3 La méthode des caractéristiques

La méthode des caractéristiques [Askew, 1972] utilise la forme caractéristique de l'équation de transport, donnée à l'équation 1.3. Cette méthode est très proche de la méthode des probabilités de collision, elle repose sur un calcul itératif du flux neutronique multigroupe sur des trajectoires traversant entièrement la géométrie du problème. Le tracking utilisé est le même pour les deux méthodes. Soit une région V_j dans laquelle passe un segment d'intégration k . On relie alors les flux angulaires entrant et sortant par la relation suivante :

$$\phi_j^{out}(k) = \phi_j^{in}(k) + \left[\frac{Q_j}{\Sigma_j} - \phi_j^{in}(k) \right] (1 - e^{-\Sigma_j L_k})$$

avec L_k la longueur du segment d'intégration k . On calcule alors le flux scalaire moyen en faisant une somme pondérée sur toutes les directions et les points possibles du tracking. Les conditions de réflexion aux frontières sont traitées par itération entre les cou-

rants entrant et sortant. Il se rajoute donc un troisième type d'itération par rapport à la méthode des probabilités de collision dans la méthode des caractéristiques : une itération qui s'assure de la convergence spatiale des courants.

La méthode MOC résout le même type de problème que la méthode PIJ, mais n'a besoin que d'un vecteur de dimension $n + l$, n étant le nombre de régions du problème, et l le nombre de surfaces, au lieu de la matrice de taille n^2 des PIJ. Ceci place la méthode des caractéristiques en meilleure position pour traiter des problèmes à forte discrétisation spatiale. Néanmoins, il y a un bémol à cette analyse : alors que la méthode des PIJ calcule une bonne fois pour toutes la matrice des probabilités de collision, et ne relit plus le tracking pour le calcul de flux multigroupe, la méthode des caractéristiques doit relire le fichier de tracking lors de chaque itération interne, ce qui implique des surcoûts en temps de calcul importants. Il est alors nécessaire d'utiliser des méthodes d'accélération efficaces pour rendre cette méthode utilisable dans des schémas de calculs proches de ceux de l'industrie.

1.1.8 Le module MCCGT de DRAGON

Cette accélération de la méthode des caractéristiques, le module MCCGT [Le Tellier, 2006], a été implémentée dans la version 4 de DRAGON [Marleau et al., 2006]. Ce module a apporté deux modifications qui permettent des gains en temps de calcul importants. Tout d'abord, il est désormais possible d'utiliser la condition de réflexion isotrope avec la méthode des caractéristiques, ce qui était interdit avec le précédent module MOC, et qui entraînait donc des surcoûts. D'autre part, il a été fait un énorme travail sur l'accélération des itérations spatiales et internes afin de diminuer le temps de calcul dû à l'appel aux fichiers de tracking. Cela nécessite de modifier ces fichiers de tracking, et de sélectionner les bons paramètres d'accélération pour le problème étudié. Concrètement sur notre étude, on gagne un facteur 10 à utiliser cette accélération sur nos calculs de regroupe-

ments d'assemblages.

Notons qu'accélérer le calcul de flux ne nous fait pas converger vers une autre solution, et n'entache pas la précision du calcul : une méthode d'accélération fait converger vers la même solution, mais plus vite.

1.1.9 Modélisation des fuites

Il est nécessaire d'avoir un modèle de fuites des neutrons lorsque l'on étudie un domaine en milieu infini, avec des conditions de réflexion aux frontières, pour ensuite traiter ces domaines dans un réacteur fini. On utilise généralement un modèle de fuite B_n [Petrovic and Benoist, 1996]. Dans un calcul de réseau, on ne connaît pas, à priori, l'état du domaine étudié à l'intérieur du cœur.

On peut alors supposer que son état est stationnaire, soit $k_{eff} = 1$, et des fuites seront utilisées pour forcer cette condition. La notion de k_∞ est la valeur du k_{eff} sans les fuites associées.

1.2 Homogénéisation et Condensation

1.2.1 Taux de réaction

On appelle taux de réaction τ_i^g sur la région i et le groupe d'énergie g d'une réaction neutronique la quantité suivante :

$$\tau_i^g = \sum_i^g \Phi_i^g V_i \quad (1.5)$$

Avec les notations suivantes :

- Σ_i^g la section efficace macroscopique de la réaction considérée, en m^{-1} , sur le volume i et le groupe d'énergie g .
- Φ le flux neutronique sur le volume i et le groupe d'énergie g , en $m^{-1}s^{-1}$.
- V_i le volume de la région i , en m^2 .

Le taux de réaction τ_i^g représente le nombre de réactions au sein de la région i et du groupe g . En effet, si l'on revient à la définition des sections efficaces, la probabilité d'interaction d'un neutron de vitesse v pendant un intervalle de temps dt et par unité de volume est $\sigma N v dt$ avec σ la section efficace microscopique de la réaction entre le neutron et des noyaux de densité N dans le volume. Si dans ce milieu il y a une densité n de neutrons par unité de volume, alors le nombre de réactions pendant dt et par unité de volume est donné par :

$$Rdt = \underbrace{\sigma N}_{\Sigma} \underbrace{vn}_{\Phi} dt$$

Soit $R = \Sigma\Phi$ le nombre de réactions par unité de temps et de volume, et donc la quantité $\tau = \Sigma\Phi V$, ou taux de réaction, représente le nombre de réactions par unité de temps au sein du volume V .

Le taux de réaction est une grandeur fondamentale puisque c'est une grandeur *physique*, à la différence du flux ou des sections efficaces. C'est pourquoi les taux de réactions sont si importants, et que la règle pour homogénéiser ou condenser des sections efficaces est la conservation des taux de réactions associés.

De même que les sections efficaces peuvent s'ajouter pour différentes réactions ou pour

différents isotopes, les taux de réaction sont additifs.

1.2.2 Homogénéisation

Soit un volume composé de N régions, sur lequel on souhaite effectuer une homogénéisation d'une section efficace quelconque, que nous noterons Σ . Nous avons donc un ensemble de N sections efficaces $(\Sigma_i)_{i \in [1..N]}$, de N flux $(\Phi_i)_{i \in [1..N]}$ et de N volumes $(V_i)_{i \in [1..N]}$ correspondant à leur valeur sur chacune des régions, et l'on cherche la section efficace homogénéisée Σ_H conservant le taux de réaction dans le volume total, soit :

$$\Sigma_H \sum_{i=1}^N \Phi_i V_i = \sum_{i=1}^N \Sigma_i \Phi_i V_i$$

On a donc :

$$\boxed{\Sigma_H = \frac{\sum_{i=1}^N \Sigma_i \Phi_i V_i}{\sum_{i=1}^N \Phi_i V_i}} \quad (1.6)$$

Dans notre étude, nous effectuerons deux types d'homogénéisation, correspondant à deux types de calculs différents pour un cœur de réacteur : un calcul hétérogène, où les sections efficaces sont homogénéisées sur chacun des 289 cellules composant un assemblage de type MOX ou UOX, ou un calcul homogène où les sections sont homogénéisées sur l'assemblage entier.

1.2.3 Condensation

Soit un groupe d'énergie composé de G sous-groupes, sur lequel on souhaite effectuer une condensation d'une section efficace quelconque, que nous noterons Σ . Nous avons donc un ensemble de G sections efficaces $(\Sigma^g)_{g \in [1..G]}$ et de G flux $(\Phi^g)_{g \in [1..G]}$ correspondant à leur valeur sur chacun des groupes d'énergie, dans la région géométrique de volume V , et l'on cherche la section efficace homogénéisée Σ^C conservant le taux de réaction dans le volume total, soit :

$$\Sigma^C \sum_{g=1}^G \Phi^g V = \sum_{g=1}^G \Sigma^g \Phi^g V$$

On a donc :

$$\Sigma^C = \frac{\sum_{g=1}^G \Sigma^g \Phi^g}{\sum_{g=1}^G \Phi^g} \quad (1.7)$$

Dans notre étude, nous condenserons nos sections efficaces sur deux groupes d'énergie différents, un groupe dit thermique, et un groupe dit rapide, permettant de dégrouper les effets des neutrons à haute énergie et des neutrons thermalisés. Les limites de ces deux groupes sont données dans le tableau 1.1.

Tableau 1.1 Limites des deux groupes d'énergie sur lesquels on effectue la condensation.

	Groupe Rapide	Groupe Thermique
Notation (Exemple)	1 (Σ_f^1)	2 (Σ_f^2)
Bornes d'énergie	[0.625eV; 10MeV]	[0eV; 0.625eV]

1.2.4 Sections efficaces homogénéisées et condensées

Dans les faits, nous réalisons l'homogénéisation et la condensation en même temps, pour arriver par exemple à une section efficace de fission homogénéisée sur tout l'assemblage et condensée sur tout le spectre thermique :

$$\Sigma_{f,H}^k = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{g=1}^G \Sigma_{f,i}^g \Phi_i^g V_i}{\sum_{i=1}^N \sum_{g=1}^G \Phi_i^g V_i}$$

avec $(V_i)_{i=[1 \dots N]}$ une partition du volume total de l'assemblage, et $(g = [1 \dots G])$ une partition du groupe d'énergie thermique.

Il ne faut pas oublier cependant que lorsque l'on évalue une telle section efficace, que deux “moyennes” différentes ont été effectuées : l'une de nature géométrique, l'homogénéisation, et l'autre de nature spectrale, la condensation. C'est pour cela que nous verrons qu'un effet visible sur les sections efficaces après une homogénéisation et une condensation peut avoir une origine géométrique ou spectrale, ou les deux.

1.3 Auto-protection des résonances

L'auto-protection des résonances est une étape cruciale lors de la simulation d'un assemblage, c'est pourquoi nous lui dédions une part importante de ce chapitre. Nous présenterons tout d'abord pourquoi cette étape de calcul est nécessaire, puis comment elle est traitée dans DRAGON, avec le module SHI, qui utilise la méthode de Stamm'ler généralisée, que nous présenterons brièvement dans la troisième partie de cette section.

1.3.1 Les buts du calcul d'auto-protection

Dans un domaine d'énergie présentant une résonance importante d'un des isotopes présent dans le milieu, le flux neutronique est largement atténué, puisque plus de neutrons seront absorbés à l'énergie même de la résonance, comme cela est représenté à la figure 1.2. C'est ce que l'on appelle le phénomène d'auto-protection : une résonance dans la section efficace macroscopique ne correspondra pas forcément à un taux de réaction associé élevé, puisque le taux de réaction, produit de la section efficace macroscopique et du flux, la seule quantité réellement "physique", sera "autoprotégée" par la dépression du flux sur la résonance, si bien que le produit compensera en quelque sorte l'effet de la résonance.

Or nous avons vu précédemment que nous utilisons un formalisme multigroupe pour résoudre l'équation de transport. Le problème de ce formalisme est que les diverses quantités importantes, telles que les sections efficaces microscopiques ou le flux, ont alors une dépendance énergétique représentée par des fonctions constantes par morceaux. Ceci pose un problème pour les résonances, puisqu'un calcul dans une zone de résonance, avec une valeur moyenne de la section efficace dans cette zone, multipliée par un flux ne présentant pas la dépression "d'auto-protection" conduira à une large surestimation du taux de réaction associé, ce qui peut avoir des conséquences importantes et qui n'est donc pas acceptable.

Le calcul d'auto-protection consistera donc à calculer des estimations de taux de réaction et de flux pour chaque isotope résonnant et pour chaque groupe d'énergie présentant des résonances de manière à obtenir des sections efficaces dites auto-protégées pour le calcul de flux multigroupe.

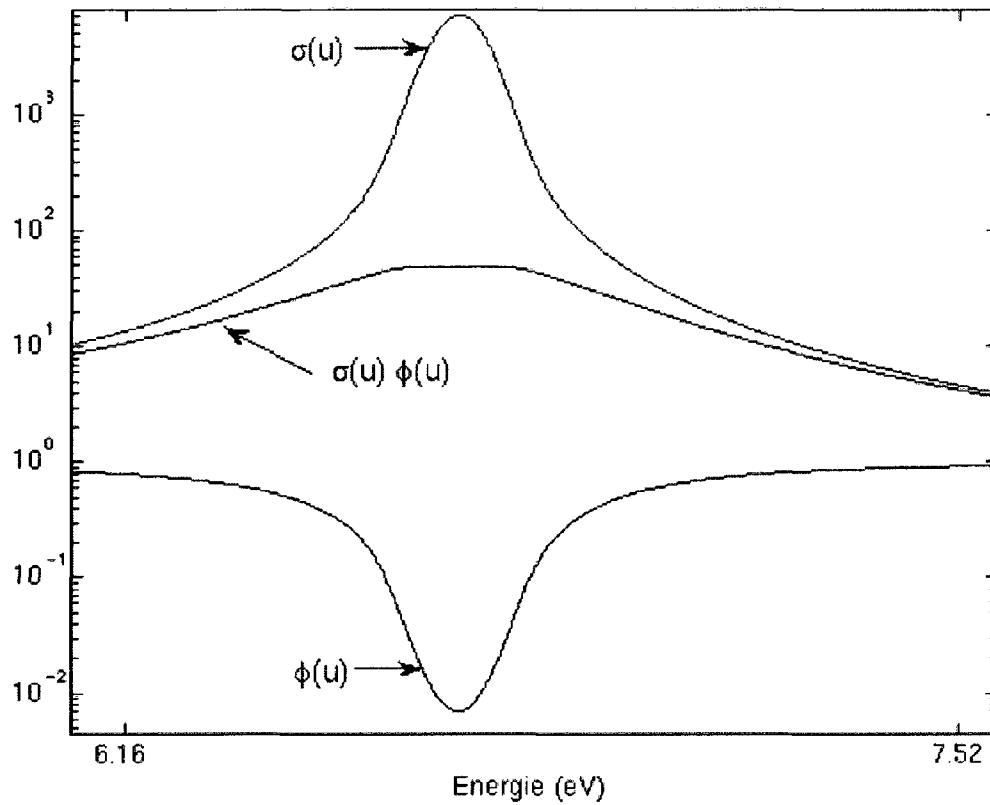


Figure 1.2 Effet sur le flux d'une résonnance d'un isotope.

1.3.2 L'auto-protection dans DRAGON

DRAGON peut utiliser deux méthodes différentes pour le calcul d'auto-protection : la méthode de Stamm'ler généralisée [Hébert and Marleau, 1991, Hébert, 2004] avec le module SHI, ou la méthode dite des sous-groupes avec le module USS développé dans la version 4 de DRAGON [Marleau et al., 2006] qui prend mieux en compte les phénomènes de corrélation de l'auto-protection entre différents isotopes.

Dans cette étude, nous n'avons utilisé que le module SHI, c'est pourquoi nous ne décrivons ici que la méthode de Stamm'ler généralisée.

1.3.3 La méthode de Stamm'ler généralisée

La méthode de Stamm'ler généralisée est une méthode d'auto-protection itérative, qui suppose qu'il n'y a qu'un seul isotope résonnant dans la région étudiée, tous les autres matériaux contribuant uniquement au ralentissement des neutrons. On calcule alors les propriétés (sections efficaces microscopiques) pour cet isotope, et on étudie ensuite un autre isotope résonnant, en considérant le premier comme non-résonnant. On itère en rechargeant à chaque fois pour les isotopes résonnants leurs propriétés que l'on vient de calculer.

Soit donc l'isotope résonnant, de densité N^* , dans la région étudiée. En reprenant l'approche de la méthode des probabilités de collision, on a :

$$\phi_i(u) = \sum_j p_{ij}(u) [\mathcal{R}_j^+ \{\phi_j(u)\} + \mathcal{R}_j^* \{\phi_j(u)\}] \quad (1.8)$$

On n'a plus ici la discrétisation multigroupe, ce qui est normal puisque l'on cherche à évaluer les données sur le spectre énergétique réel, puis à condenser les résultats sur les groupes. On utilise alors la léthargie $u = \log(E_0/E)$ pour la dépendance énergétique. On a également :

- $\mathcal{R}_j^+ \{\phi_j(u)\} = \int_0^\infty du' \Sigma_{s,j}^+(u \leftarrow u') \phi_j(u)$ qui est l'opérateur de ralentissement dans la région j pour tous les isotopes autres que l'isotope lourd résonnant.
- $\mathcal{R}_j^* \{\phi_j(u)\} = \int_0^\infty du' \Sigma_{s,j}^*(u \leftarrow u') \phi_j(u)$ qui est l'opérateur de ralentissement dans la région j pour l'isotope lourd résonnant.

On considère alors que le flux neutronique ϕ se factorise comme le produit d'un flux de structure fine φ et d'une distribution macroscopique régulière en léthargie ψ . C'est une hypothèse classique proposée par Livolant et Jeanpierre [Livolant and Jeanpierre, 1974]

puis réutilisée par Stamm'ler et Abatte [Stamm'ler and Abbate, 1983].

Le flux macroscopique $\psi_i(u)$ est défini par :

$$\psi_i(u) = \frac{\mathcal{R}_i^+ \{\phi_i(u)\}}{\Sigma_i^+(u)}$$

On utilise une autre approximation, qui est de considérer que l'opérateur de ralentissement de l'isotope lourd agit sur une faible largeur en léthargie (ce qui est normal, un neutron perd moins d'énergies par collision avec un élément lourd qu'avec un élément léger). On a donc :

$$\mathcal{R}_i^* \{\phi_i(u)\} = \psi_i(u) \mathcal{R}_i^+ \{\phi_i(u)\}$$

Enfin, on considère que la distribution $\psi_i(u)$ est plate sur le domaine considéré, et n'a donc pas de dépendance spatiale. On peut donc simplifier par cette distribution dans l'équation 1.8 :

$$\varphi_i(u) = \sum_j p_{ij}(u) [\Sigma_i^+(u) + \mathcal{R}_j^* \{\varphi_j(u)\}]$$

On fusionne alors toutes les régions résonnantes en une région notée r . On obtient :

$$p_{rr}(u) = \frac{1}{V_r} \sum_{i \in G_r} V_i \sum_{j \in G_r} p_{ij}(u)$$

Stamm'ler utilisait une première approximation consistant à décrire p_{rr} par un développement rationnel à N termes du type :

$$p_{rr}(u) = \sum_{n=1}^N \frac{\alpha_n(g)}{\Sigma_r^*(u) + \Sigma_{e,n}(g)}, \text{ avec } u_{g-1} \leq u \leq u_g$$

On n'explicitera pas ici les constantes par groupes d'énergie $\Sigma_{e,n}(g)$ et $\alpha_n(g)$. Une autre approximation utilisée par Stamm'ler concerne la description du comportement de l'opérateur de ralentissement $\mathcal{R}_r^*\{\varphi_r(u)\}$. On utilisera ici l'approximation de Goldstein-Cohen [Goldstein and Cohen, 1962] qui combine les modèles de résonance fine ("narrow resonance") et de masse infinie NRIM ("narrow resonance infinite mass") par une pondération. On a alors l'opérateur de ralentissement suivant :

$$\mathcal{R}_r^*\{\varphi_r(u)\} = \lambda \Sigma_{pr} + (1 - \lambda) \Sigma_{sr}^*(u) \varphi_x(u) \text{ avec } \lambda \in [0, 1]$$

On a $\Sigma_{sr}^*(u)$ la section efficace macroscopique de diffusion de l'isotope lourd, et Σ_{pr} la section efficace macroscopique potentielle. On obtient alors les flux de structure fine suivant :

$$\varphi(u) = \sum_{n=1}^N \alpha_n(g) \frac{\lambda \Sigma_{pr} + \sigma_{e,n}(g)}{\Sigma_r^*(u) - (1 - \lambda) \Sigma_{sr}^*(u) + \Sigma_{e,n}(g)}$$

L'objectif étant au final de calculer la section efficaces auto-protégée $\bar{\sigma}_{j,g}$ de l'isotope j dans le groupe d'énergie g , qui est donnée par l'opération de condensation suivante :

$$\bar{\sigma}_{j,g} = \mu_g \frac{\int_{u_{g-1}}^{u_g} du \sigma_y(u) \phi(u)}{\int_{u_{g-1}}^{u_g} du \phi(u)}$$

Avec μ_g un facteur de superhomogénéisation (SPH) que l'on obtient par une procédure d'équivalence multigroupe [Hébert, 1981]. Il suffit alors de modifier un peu cette for-

mule de condensation afin de l'adapter au flux de structure fine afin de pouvoir calculer les sections efficaces auto-protégées.

1.4 Méthode d'évolution des isotopes

1.4.1 Principe général du calcul d'évolution

Le calcul d'évolution consiste à calculer la disparition ou la création des isotopes dans les différents milieux. Il suit l'évolution des concentrations isotopiques au cours du temps. On cherche donc à faire un bilan matière du milieu en fonction du taux de combustion du combustible, le "burnup", qui est exprimé en général en MWj/t (mégawatt jour par tonnes de matériaux lourds initiaux), soit la quantité d'énergie que le combustible a dégagé depuis qu'il est neuf, par masse de combustible.

Les équations fondamentales régissant la dynamique du calcul d'évolution sont les équations de Bateman, que nous allons présenter. Le calcul d'évolution est en fait un calcul quasi-statique : on fait un calcul de flux, en résolvant l'équation de transport comme nous l'avons vu précédemment dans la section 1.1, et on choisit un pas de temps adapté, assez petit pour que l'on puisse considérer que sur ce temps d'évolution, la puissance dégagée soit constante, et que la distribution spatiale et énergétique du flux ne soit pas trop perturbée.

1.4.2 Résolution des équations de Bateman

Les équations de Bateman sont des équations couplées sur les concentrations des différents isotopes évoluant. Ils décrivent la variation de leurs concentrations $(N_i)_{i \in [1 \dots I]}$ en fonction des phénomènes de création et de disparition de ces I isotopes :

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_{j=1}^I \tau_{j \rightarrow i} + Y_i \tau_{f,j} + \lambda_{j \rightarrow i} N_j - (\tau_{a,i} + \lambda_i N_i) \quad (1.9)$$

avec :

- $(N_i)_{i \in [1 \dots I]}$ les concentrations isotopiques des I différents isotopes,
- $\sigma_{j \rightarrow i}$ le taux des réactions conduisant à l'apparition de l'isotope i à partir de l'isotope j ,
- Y_i le rendement de fission, qui est la probabilité pour que l'isotope i soit produit à partir d'une fission,
- $\tau_{f,j}$ le taux de réaction de fission de l'isotope j ,
- $\lambda_{j \rightarrow i}$ la constante de décroissance radioactive de l'isotope j qui conduit à l'apparition de l'isotope i ,
- $\tau_{a,i}$ le taux de réaction d'absorption de l'isotope i ,
- λ_i la constante de décroissance radioactive de l'isotope i .

L'ensemble de ces $[1 \dots I]$ équations pour les différents isotopes forme un système d'équation différentielles couplées qui peut être résolu par une méthode itérative de type "Runge-Kutta" sur chacune des régions considérées évoluant sous le même taux de réaction.

CHAPITRE 2

DESCRIPTION GÉNÉRIQUE DES REP ET DE LEURS SCHÉMAS DE CALCULS ASSOCIÉS

L'objectif de ce chapitre est de présenter de manière générale les cœurs de REP, que ce soit les assemblages les composant, ou les techniques de calcul pour simuler un cœur en évolution.

2.1 Les Réacteurs à Eau Pressurisée (REP)

2.1.1 Principe général des REP

Les REP sont des réacteurs à eau légère pressurisée. L'eau légère joue le rôle à la fois de modérateur et de caloporteur. Elle est choisie pour ses bonnes qualités de modération (plus les noyaux modérateurs sont légers, plus efficaces ils sont pour ralentir les neutrons, et donc à ce titre l'hydrogène est le meilleur noyau ralentisseur), et on choisit de la mettre sous pression afin qu'elle ne rentre pas en ébullition lorsqu'elle effectue son rôle de caloporteur, et donc afin de garder les propriétés d'un fluide monophasique tout au long du fonctionnement, et d'atteindre des températures élevées.

Le réacteur est gardé proche de la criticité. Des pompes font circuler le caloporteur dans les assemblages de combustible nucléaire, qui se réchauffe. Ce circuit primaire échange sa chaleur avec un circuit secondaire d'eau légère, qui viendra ensuite faire tourner des turbines à l'aide de la vapeur générée, ce qui produira l'électricité requise.

2.1.2 Combustible utilisé

Un cœur de REP est composé de 150 à 250 assemblages, suivant les types de réacteurs, chaque assemblage étant d'une taille de 20 cm sur 20 cm sur 4 m environ. A cause des sections d'absorption relativement élevées de l'eau légère modératrice, il n'est pas possible d'utiliser de l'uranium naturel pour maintenir le réacteur critique. Il est donc nécessaire d'enrichir le combustible, et il y a alors deux types de combustible utilisés :

- Le premier est appelé UOX, pour “uranium oxyde”. C'est un combustible à base de dioxyde d'uranium, enrichi, dans les réacteurs que nous considérons, à 4% d'uranium-235, afin de pouvoir rendre le réacteur critique.
- Le second est appelé MOX, pour “mixed oxyde”. Ce combustible est généré à partir du retraitement du combustible UOX usé : dans un premier temps, on extrait de ces assemblages les matières fissiles ou fertiles (principalement du plutonium) par une méthode appelée PUREX. Ce plutonium est ensuite allié avec de l'uranium appauvri, qui est un produit des cycles d'enrichissement de l'uranium. Ce cycle semi-fermé de combustible (un seul recyclage) permet une meilleure utilisation des ressources nucléaires, au détriment des risques de prolifération qu'entraînent l'isolation du plutonium.

La description de la géométrie de ces assemblages est donnée dans la section 3.1. Ces deux types de combustible, et donc d'assemblages, ont des comportements physiques différents dans un cœur de réacteur. Ce comportement est influencé par les assemblages environnants, et c'est d'ailleurs l'objet principal de cette étude : comment traiter les disparités d'interfaces dans un code de cœur de réacteur (MOX / MOX, MOX / UOX ou UOX / UOX).

2.2 Schéma de calcul de cœur de REP

Nous allons ici expliquer quels sont en général les schémas de calcul complets qui ont pour objectif de donner la nappe de puissance et les concentrations isotopiques d'un cœur en fonctionnement.

2.2.1 Principe général du schéma de calcul

Étant donné la puissance actuelle des ordinateurs, il n'est pas possible de traiter la simulation d'un cœur de réacteur en transport 3D : les contraintes en temps de calcul s'y opposent. Il faut donc recourir à des approximations et à des compromis pour avoir le calcul le plus précis possible tout en ayant un temps CPU acceptable. Un schéma de calcul de cœur se décompose alors souvent en deux étapes.

- La première étape est la constitution de bibliothèques d'interpolation de sections efficaces pour les assemblages, en fonction de différents paramètres de contre réaction, qui sont le burnup, la densité et la température du combustible ou du caloporteur, la concentration de bore, ou encore de xénon-135 dans l'assemblage. Pour calculer ces bibliothèques, on effectue autant de calculs en transport qu'il y a de paramètres et de configuration à simuler, généralement en milieu infini sur les assemblages.
- La seconde étape concerne le calcul du cœur de réacteur plus particulièrement. En fonction du plan de chargement et des données initiales, on charge les données des sections efficaces macroscopiques sur chacun des assemblages constituant le cœur du réacteur, et on effectue un calcul de flux en diffusion, couplé à des codes de thermohydraulique, afin de connaître chacun des paramètres de contre réaction. On aura obtenu notamment le burnup local de chacun des assemblages, et en rechargeant les nouvelles sections efficaces interpolées dans les librairies, on aura ainsi fait évoluer le cœur de réacteur, et déduit des propriétés sur chacun des assemblages.

Ce schéma de calcul introduit plusieurs approximations :

- Il y a tout d’abord toutes les approximations dont nous avons parlé dans le chapitre 1 sur l’équation de transport, telle que la discrétisation multigroupe ou le découpage spatial sur lequel on suppose une source constante.
- Ensuite, il y a l’approximation de la diffusion pour la résolution du flux neutronique, qui utilise la loi de Fick qui suppose que la population étudiée, ici les neutrons, se déplacent globalement des régions où leur densité est la plus grande vers celles où elle est plus faible. On développe alors le flux en harmoniques sphériques en conservant les 2 premiers termes, ce qui consiste en l’approximation P_1 [Bell and Glasstone, 1982] qui est à la base de la théorie de la diffusion. On transforme alors l’équation différentielle obtenue en un système matriciel qui peut être résolu par des techniques d’analyse numérique telles que les méthodes de différences finies.
- L’hypothèse de calcul en milieu infini est rendue caduque dans un cœur de REP, où les assemblages sont de types différents, présentent des gradients de burnups, ou sont placés à côté de réflecteurs. Ceci a pour conséquence de fausser les résultats aux frontières d’assemblages hétérogènes dans la deuxième étape du schéma de calcul. C’est le problème de l’environnement hétérogène, et l’étude que nous menons a pour objectif de l’étudier et de le quantifier.

Il y a également une petite subtilité à considérer sur l’évolution du cœur : on peut soit faire évoluer chacun des assemblages microscopiquement, c’est à dire en utilisant le flux calculé dans le cœur pour l’évolution, soit macroscopiquement en interpolant les sections efficaces macroscopiques correspondant à un burnup total sur l’assemblage, calculées en milieu infini. C’est la différence entre les schémas d’évolution microscopique et macroscopique que nous allons détailler ici.

2.2.2 Evolution macroscopique

Nous présentons tout d'abord ici la méthode d'évolution macroscopique, qui est la plus simple et la moins coûteuse en temps de calcul. Cette méthode repose sur la connaissance du flux dans le cœur de réacteur qui mène au calcul des taux d'irradiation moyen de chacun des assemblages. Ces taux d'irradiation étant connus, ainsi que les autres paramètres de contre-réactions, il est possible d'aller interpoler dans des bibliothèques créées à cet effet les sections efficaces macroscopiques correspondantes. On fait ainsi évoluer le cœur du réacteur par un procédé quasi-statique.

Cette méthode de calcul est relativement grossière, notamment en ce qui nous concerne pour l'étude de l'effet de l'environnement hétérogène dans un cœur de réacteur. En effet, la seule donnée dépendant de l'environnement que la méthode utilise est le taux d'irradiation macroscopique moyen des assemblages. Or comme nous allons le voir, l'effet de l'environnement a une portée très locale, ce qui ne peut être traduit par la connaissance d'une donnée aussi globale que le burnup des assemblages. La méthode d'évolution macroscopique ne pourra donc pas traduire la notion d'environnement sur le calcul du cœur de réacteur, si cette notion n'est pas prise en compte dans la génération des bibliothèques d'interpolation. En général, des calculs en milieu infini sont à la source de ces bibliothèques d'interpolation, ce qui ne répond pas à notre problème. Il faudra alors trouver d'autres moyens de calculs de ces bibliothèques pour répondre à notre problématique.

2.2.3 Evolution microscopique

Nous présentons maintenant le principe d'un schéma d'évolution microscopique, qui a pour objectif d'améliorer les bilans de matière du calcul de cœur en faisant évoluer le combustible avec le flux calculé dans le cœur au complet. Cette méthode consistera donc à résoudre les équations de Bateman sur le cœur complet à partir du flux

que l'on aura calculé [Girardi, 2008]. C'est un calcul qui s'effectue souvent crayon par crayon, toujours en diffusion pour le calcul de flux. Les sections efficaces microscopiques sont alors interpolées selon la même méthode que pour l'évolution macroscopique, les bibliothèques d'interpolation étant calculées de la même manière. Il y a avec cette méthode quelques problèmes conceptuels, notamment sur la reconstruction de puissance [Girardi, 2008].

Cette méthode est plus coûteuse en temps de calcul que l'évolution macroscopique, d'une part à cause de la plus grande complexité du calcul de diffusion, et d'autre part pour la résolution des équations de Bateman. Néanmoins, elle permet de prendre en compte de manière bien plus fine les phénomènes d'environnement que nous allons bientôt décrire, ces phénomènes étant très locaux, ils ont besoin d'un paramètre local permettant leur prise en compte lors de l'évolution, et, à ce titre, le flux utilisé par l'évolution microscopique est bien meilleur que le burnup moyen des assemblages utilisé par la méthode d'évolution macroscopique.

CHAPITRE 3

MISE AU POINT DE DIFFÉRENTS PARAMÈTRES DES SCHÉMAS DE CALCUL

L'objectif de cette partie est de présenter les études qui ont menées au choix des différentes options de calcul, et de montrer l'influence, en terme de précision et de temps de calcul, de divers paramètres. Nos calculs de regroupements d'assemblages étant très coûteux en terme de temps de calcul, il nous faut donc trouver un compromis dans nos options pour avoir des résultats pertinents en un temps acceptable.

Notons que dans notre étude, nous ne regardons pas souvent les valeurs "absolues" des résultats, mais plutôt des comparaisons entre différents schémas de calcul (par exemple, les différences entre un assemblage en regroupement et un assemblage en milieu infini). Ce qui est important est donc d'avoir les mêmes options de calcul au sein de tous nos schémas de calcul, afin de pouvoir faire des comparaisons pertinentes, et ne pas devoir interpréter des différences observées dans nos résultats par une différence sur un paramètre de notre étude, le tracking de la géométrie par exemple.

3.1 Description des assemblages MOX et UOX

Nous considérons des assemblages de combustibles de type UOX et MOX de REP. Les concentrations en bore dans le caloporteur varient suivant le regroupement d'assemblage étudié, entre 600 ppm et 1700 ppm, afin d'avoir un regroupement initial critique. Le combustible est pris à une température de 800 K, alors que le reste (caloporteur, gaines, tubes guides) est pris à 600 K.

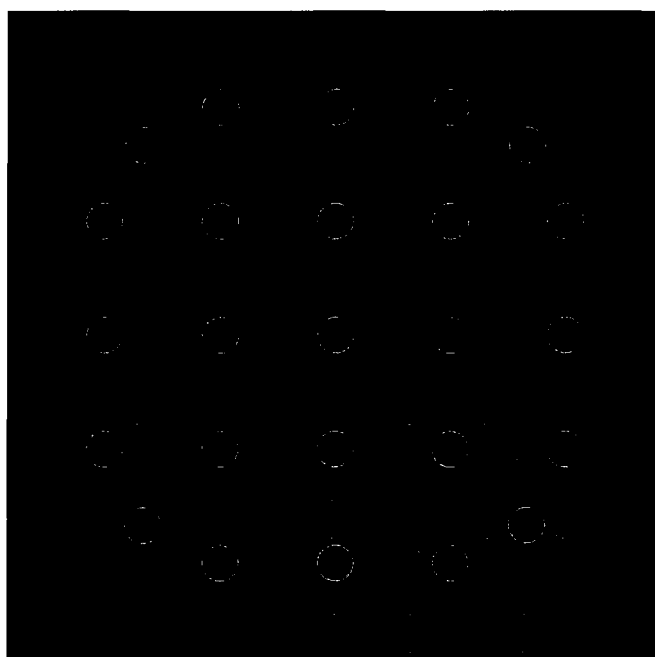


Figure 3.1 Assemblage 17×17 de type UOX.

Les figures 3.1 et 3.2 présentent les assemblages UOX et MOX respectivement. Notons que pour le combustible MOX, trois enrichissements différents du plutonium sont présents dans le même assemblage, du moins enrichi sur les coins au plus enrichi au centre. Les couleurs sur les graphiques sont les mêmes pour des mélanges de même type (combustibles d'un certain enrichissement, tube guide, caloporteur, gaine). Les données que nous avons prises sont des données classiques d'assemblages de réacteurs à eau pressu-

risée.



Figure 3.2 Assemblage 17×17 de type MOX.

Avoir plusieurs zones de teneurs différentes en plutonium dans le MOX est nécessaire pour ne pas avoir le facteur de point chaud sur la dernière rangée de crayon, dans le cas d'un assemblage de MOX nourri de neutrons thermiques pas un assemblage d'UOX juxtaposé.

3.2 Bibliothèque utilisée

Le code de calcul de réseau DRAGON peut lire plusieurs formats de bibliothèques de sections efficaces, notamment celles compatibles WIMS-D4 [Askew et al., 1966] et WIMS-AECL [Donnelly, 1986]. On peut donc utiliser les bibliothèques générées par l'Agence Internationale de l'Energie Atomique (IAEA), bibliothèques qui sont le résultat du *WIMS Library Update Project*, ou WLUP [IAEA, 2005].

La bibliothèque WLUP que nous avons utilisée est l'**iaea69**, à 69 groupes d'énergie. Elle contient plus de 170 isotopes sélectionnés dans diverses évaluations nucléaires. Cette bibliothèque a été validée sur plus de 200 benchmarks.

Nous n'avons pas fait varier au cours de notre étude la bibliothèque utilisée, pour étudier la dépendance des résultats vis-à-vis du jeu d'évaluation nucléaire. Par exemple, le faible nombre de groupe ne nous permet certainement pas de traiter de manière optimale l'auto-protection et certaines dépendances énergétiques. Cela ne rentrait pas dans le cadre de nos travaux, dont l'objectif n'est pas de construire un benchmark DRAGON sur les regroupements d'assemblages, ou de comparer en valeur absolue nos résultats à des schémas de calculs industriels, mais d'étudier l'effet physique de l'environnement en faisant des comparaisons entre différents schémas de calcul présentant strictement les mêmes options de calcul pertinentes et n'entraînant pas un surcoût en temps de simulation trop important. En ce sens, la bibliothèque que nous utilisons répond parfaitement aux exigences de notre étude. De telles études sur l'influence de la bibliothèque utilisée sont décrites dans les travaux de J. Le Mer [Le Mer and Marleau, 2007, Le Mer, 2006].

3.3 Géométrie utilisée pour le calcul de flux

Nous avons choisi la géométrie donnée à la figure 3.3 pour le calcul de flux. Les raisons de ce choix reposent sur l'étude paramétrique que nous avons menée au début du travail de recherche dont nous reprenons la démarche et les résultats dans l'annexe II, et dont la conclusion était qu'une meilleure discrétisation géométrique, même si elle implique un surcoût important en temps de calcul, permet d'améliorer sensiblement la précision des résultats.

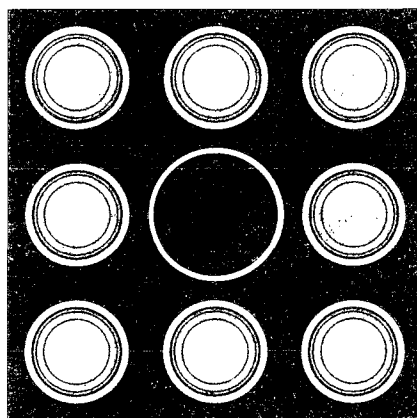


Figure 3.3 La géométrie utilisée pour le calcul de flux, centrée autour d'un trou d'eau.

Cette géométrie repose sur une double discrétisation du caloporteur, et sur le découpage des trous d'eau et du combustible en quatre couronnes concentriques. Pour le combustible, les couronnes représentent respectivement, de l'intérieur vers l'extérieur, 50%, 30%, 15% et 5% du volume du crayon. Ce découpage nous permet de nous assurer, sans trop alourdir les simulations, que les calculs seront bien convergés spatialement, tout en répondant mieux à l'approximation de la source constante dans chaque région, approximation qui est intrinsèque aux méthodes PIJ et MOC.

3.4 Conditions de réflexion

Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 1, nous pouvons utiliser deux types de conditions de réflexion aux frontières : une exacte, la réflexion spéculaire, et une approchée, la réflexion isotrope. On pourra se reporter à l'annexe II pour une étude paramétrique de l'influence des conditions de réflexion sur certains paramètres macroscopiques de l'assemblage, tels que le k_{∞} ou les sections efficaces macroscopiques homogénéisées, en fonction du burnup. Comme on peut s'y attendre, sur un paramètre macroscopique tel que le k_{∞} , l'effet n'est pas très important, puisqu'il repose avant tout sur une distribution légèrement différente du flux, géométriquement parlant, sur les dernières rangées de crayons.

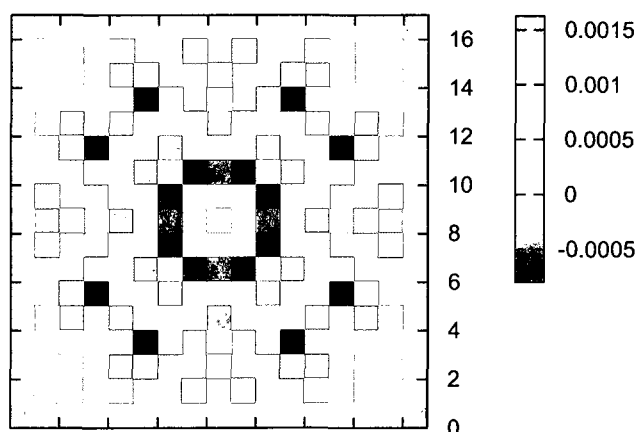


Figure 3.4 Différence relative sur la section efficace de fission thermique entre les deux conditions de réflexion.

Cette différence géométrique imposera une différence lors de l'homogénéisation, comme nous le verrons également dans le chapitre 4, et comme nous pouvons le constater dans la figure 3.4 qui montre les différences relatives sur les sections efficaces macroscopiques de fission dans le spectre thermique entre les deux options de calculs. On peut voir qu'il y a une surestimation de la section efficace de fission sur la dernière rangée de crayons

pour la réflexion isotrope, de l'ordre de 0.15%, et qui est noyée dans le bruit environnant. On peut donc dire ici que l'effet est du même ordre que l'incertitude sur les calculs de notre assemblage, même si cet effet est très localisé sur la dernière rangée de crayons.

Nous avons donc décidé d'utiliser des **conditions de réflexions isotropes pour les calculs de regroupement d'assemblages**. Mais il se pose alors le problème des conditions de réflexion pour les assemblages en milieu infini. En effet, dans un regroupement 3×3 d'assemblages, les frontières internes sont traitées exactement, et correspondent à une condition de réflexion spéculaire, alors que les frontières externes sont traitées, comme nous l'avons choisi, par une condition de réflexion isotrope dans le souci de limiter le temps de calcul. Le problème est donc de savoir quelle condition prendre pour les assemblages en milieu infini. Si on prend une condition isotrope, nous aurons les mêmes conditions sur les frontières externes, lors des comparaisons avec les calculs de regroupement, mais pas sur les frontières internes, et vice-versa pour la condition spéculaire. Or nous désirons principalement traiter des problèmes d'interface, il est donc plus important de bien traiter les interfaces internes.

On choisit donc des **conditions de réflexion spéculaire pour les assemblages**. De plus, le surcoût en temps de calcul n'est pas pénalisant car les calculs d'assemblages sont traités très rapidement.

3.5 Options de tracking

On a mené le même calcul d'assemblage UOX en statique pour différents paramètres de tracking, afin de voir l'influence de ce dernier à la fois sur la précision et sur le temps de calcul. La densité du tracking est donnée en lignes d'intégrations par cm, et le nombre d'angles azimutaux est entre 0 et $\pi/2$. Le nombre d'angles azimutaux influe également sur le nombre d'angles polaires, entre 0 et $\pi/2$, selon :

$$N_{pol} = \frac{N_{azim}}{2} + 1$$

3.5.1 Influence du tracking sur le temps cumulé de calcul

Tableau 3.1 Influence du tracking sur le temps de calcul.

Temps cumulé de calcul		Angles azimutaux						
		6	8	10	12	14	16	32
Densité du tracking	5	48	51	58	64	72	74	122
	10	63	79	85	98	110	119	212
	15	80	97	113	134	149	166	306
	20	96	120	143	167	188	211	402
	30	132	166	200	239	272	306	585
	40	166	213	256	306	351	399	768
	50	200	260	316	375	429	490	950
	60	236	305	371	445	509	584	1139
	80	303	397	490	581	672	767	1531
	100	371	490	604	724	830	950	1898

La dépendance en temps de calcul suivant la densité ou le nombre d'angles azimutaux, donnée dans le tableau 3.1 est assez floue. On voit que pour des densités ou des nombres d'angles élevés, en les doublant (en passant de 50 lignes par cm à 100 lignes par cm, ou bien de 16 à 32 angles azimutaux), on double le temps de calcul associé. Pour des nombres plus faibles, la dépendance est moins évidente. On peut toutefois remarquer qu'entre le calcul le plus simple et le calcul le plus discrétisé on a un facteur 38 environ, ce qui est considérable. Pour pouvoir faire notre choix, il nous faut regarder la dépendance du tracking vis-à-vis de données caractéristiques du calcul.

Tableau 3.2 Influence du tracking sur le k_{∞} .

Δk_{∞} (en pcm)		Angles azimutaux							
		6	8	10	12	14	16	32	
Densité du tracking	5	305	182	135	92	51	21	-4	
	10	275	199	120	64	56	35	1	
	15	281	194	127	80	59	38	1	
	20	271	197	128	90	61	37	-5	
	30	296	189	128	76	59	38	0	
	40	277	199	129	74	61	36	-1	
	50	280	192	127	77	63	36	0	
	60	276	190	128	77	64	37	1	
	80	280	191	128	77	64	36	0	
	100	280	191	127	76	61	36	0	

3.5.2 Influence du tracking sur le k_{∞}

Dans le tableau 3.2 on a effectué la différence absolue entre le calcul le plus fin, utilisant une densité de 100 lignes par cm, et 32 angles azimutaux entre 0 et $\pi/2$, avec les résultats sur chacun des calculs, sur le k_{∞} définis en pcm :

$$\Delta k_{\infty}(\text{pcm}) = [k_{\infty} - k_{\infty}(100, 32)] \times 10^5$$

On peut noter que l'influence de la densité est très faible, à nombre d'angle fixé, alors que l'on améliore toujours les résultats en prenant plus d'angles azimutaux à densité fixée. Les autres résultats (sections efficaces de fission ou d'absorption) suivent tous le même schéma : une forte dépendance suivant le nombre d'angles azimutaux, une faible dépendance sur la densité du tracking. Il faut donc, pour avoir un calcul pertinent, avoir un nombre d'angles azimutaux relativement élevé.

3.5.3 Choix des paramètres de tracking

Au vu des résultats précédents, et dans la recherche d'un compromis entre temps de calcul et pertinence des résultats, on choisit les paramètres de tracking suivants :

$$\text{TrkDens} = 20.0, \text{NbAngles} = 14$$

3.6 Auto-protection

L'auto-protection est une étape de calcul qui prend beaucoup de temps, surtout lorsque des assemblages de MOX sont présents dans le regroupement, car à cause du zonage, il y a trois combustibles de différentes teneurs à évaluer séparément. Nous avons donc recherché la méthode la plus appropriée pour traiter ce problème dans nos calculs de regroupement, en testant plusieurs calculs d'auto-protection suivis d'un calcul de flux en statique sur un assemblage d'UOX neuf, tous les autres paramètres nous assurant un calcul pertinent et convergé.

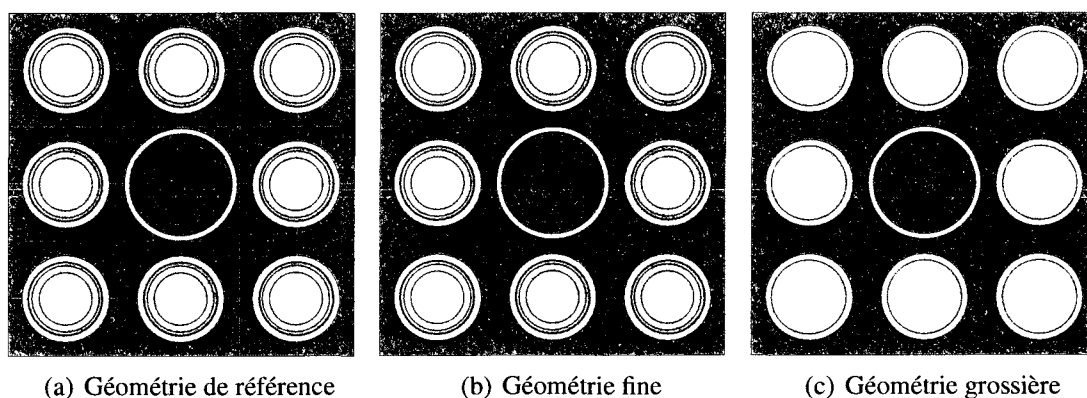


Figure 3.5 Les différentes géométries utilisées pour le calcul d'auto-protection.

3.6.1 Différents calculs d'auto-protection

Nous allons détailler ici tous les calculs d'auto-protection que nous avons effectué :

- **Ref** (Module NXT, méthode des PIJ exactes). On utilise la géométrie totale du regroupement (figure 3.5(a)), identique à celle sur laquelle le calcul de flux est effectué. C'est le calcul le plus précis que l'on puisse faire, il servira de référence. Il est inutilisable en pratique, à cause du temps de calcul plus grand que pour le calcul de flux.
- **NXT F** (Module NXT, méthode des PIJ exactes). On utilise la géométrie totale du regroupement, sur laquelle le caloporteur n'est pas discrétisé (figure 3.5(b), géo. fine).
- **NXT G** (Module NXT, méthode des PIJ exactes). On utilise la géométrie totale du regroupement, sur laquelle le caloporteur n'est pas discrétisé, ni les couronnes du combustible (figure 3.5(c), géo. grossière).
- **SYBILT F** (Module SYBILT, méthode des courants d'interface). On utilise la géométrie totale du regroupement, identique à la géométrie de calcul de flux (géo. fine). Il est nécessaire de discrétiser le caloporteur afin de gérer les courants entre les crayons de combustible.
- **SYBILT G** (Module SYBILT, méthode des courants d'interface). On utilise la géométrie totale du regroupement, sans discrétiser les couronnes de combustible (géo. grossière). Il est nécessaire de discrétiser le caloporteur afin de gérer les courants entre les crayons de combustible.
- **N**. On ne fait pas de calcul d'auto-protection du tout.

Ces calculs ont été effectués sur l'assemblage d'UOX. Les options de calcul sont des conditions de réflexion isotropes, une densité de 20 lignes d'intégration par centimètres, et 14 angles azimutaux utilisés entre 0 et $\Pi/2$. Les trois géométries utilisées pour le module NXT sont données à la figure 3.5, centrées sur un trou d'eau, la géométrie pour le calcul d'auto-protection de référence étant la même que pour le calcul de flux. Pour les géométries utilisées avec le module SYBILT, ce sont les mêmes que les deux de droite

de la figure 3.5, avec le caloporteur simplement discrétisé.

3.6.2 Influence de l'auto-protection sur le k_∞

Nous allons ici donner les résultats au niveau temps de calcul (tracking + auto-protection), et sur les différences entre les k_∞ , afin de trouver un compromis acceptable. Le temps de traitement est en unité de temps arbitraire.

Tableau 3.3 Influence de l'auto-protection sur le temps de calcul et le k_∞ .

Méthode d'auto-protection	Temps de traitement	k_∞	Δk_∞ (pcm)
Ref	302	1.30782	0
NXT F	172	1.30795	13
NXT G	50	1.30795	13
SYBILT F	5	1.30337	-445
SYBILT G	4	1.30308	-444
N	0	1.37113	5331

Le tableau 3.3 mène à plusieurs observations. Tout d'abord, on commet une erreur très importante, de l'ordre de plusieurs milliers de pcm, en omettant le calcul d'auto-protection dans la simulation **None**. Cela montre à quel point cette étape de calcul est importante. D'autre part, le module SYBILT, même s'il présente des temps de traitement très intéressants, apporte des erreurs relativement élevées (440 pcm) à cause de l'approximation des courants d'interface. C'est pourquoi nous allons rejeter cette technique. Nous allons lui préférer la méthode **NXT G**, qui présente à la fois un temps de calcul faible, et d'autre part des écarts à la référence extrêmement faibles (13 pcm). Prendre en compte la discrétisation du combustible en couronne sert visiblement peu pour le cas que nous avons étudié, étant donné que les résultats sont les mêmes pour des temps de calcul plus élevés, entre les calculs **G** et **F**.

3.6.3 Choix de la méthode et de la géométrie d'auto-protection

La stratégie concernant l'auto-protection sera donc la suivante : un calcul tous les pas d'évolution, avec le module NXT sur la géométrie du calcul de flux, dans laquelle le caloporteur n'est pas discrétisé, ni les couronnes de combustible.

On rappelle à la figure 3.6 la géométrie du calcul d'auto-protection et la géométrie du calcul de flux que l'on utilisera tout au long de notre étude, centrées autour d'un trou d'eau.

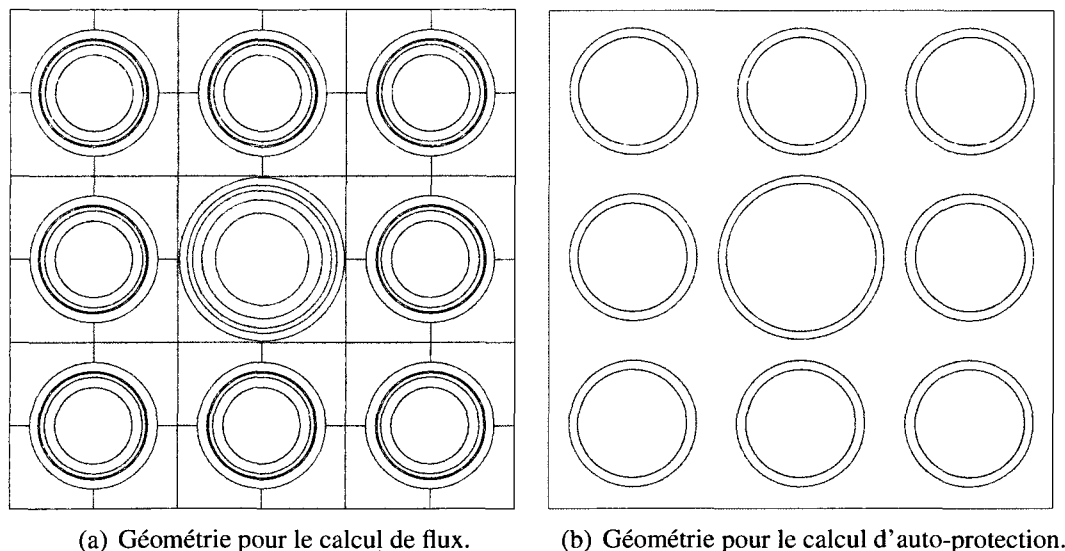


Figure 3.6 Les géométries utilisées pour les calculs de flux et d'auto-protection.

3.7 Calcul de flux

Plusieurs solveurs de flux sont utilisables dans DRAGON, principalement un solveur utilisant la méthode des probabilités de collision (PIJ), et un solveur utilisant la méthode des caractéristiques (MOC). Le résultat d'un calcul comparé sur un assemblage d'UOX

neuf, en statique, à 396 régions et 69 groupes d'énergie, avec les mêmes paramètres du schéma de calcul que ceux utilisés plus tard pour notre étude, en faisant uniquement varier le solveur de flux, est donné dans le tableau 3.4.

Tableau 3.4 Comparaison des deux solveurs de flux.

	k_{∞}	Temps de calcul
Solveur PIJ	1.30794	119
Solveur MOC	1.30793	431

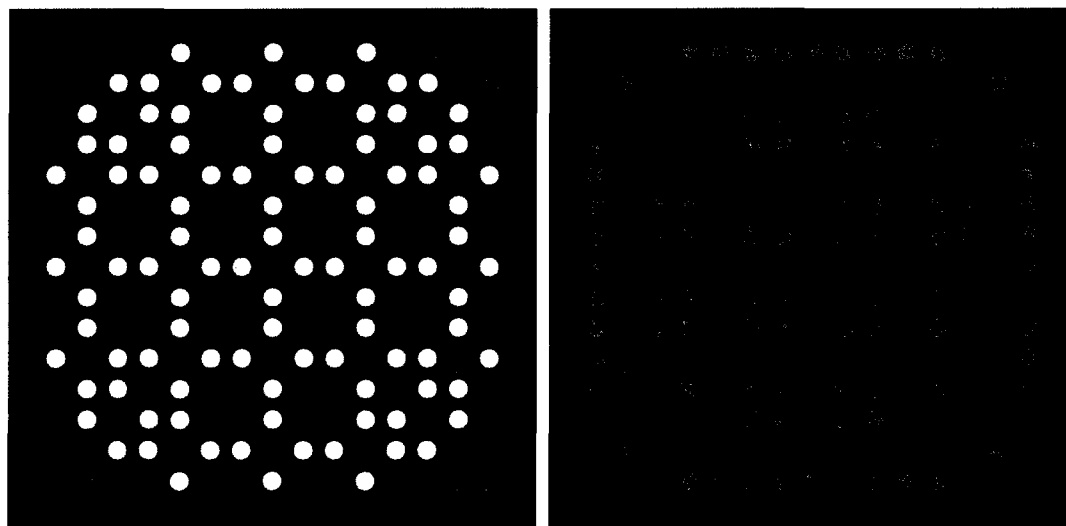
On peut voir ici que les deux méthodes donnent le même résultat, à 1 pcm près, ce à quoi on s'attend. D'autre part, le temps de calcul (en unités arbitraires) est un peu plus grand pour le solveur MOC que pour le solveur PIJ. Mais ce défaut est contrebalancé par la possibilité pour le solveur MOC de traiter des problèmes à grandes dimensions.

En effet, le problème de la méthode des PIJ est qu'elle nécessite le stockage de la matrice des probabilités de collision, qui est matrice carrée donnant les probabilités pour un neutron né dans une région d'avoir sa première collision dans une autre région, et donc de taille N^2 avec N le nombre de régions de la géométrie étudiée. Or, pour nos calculs de regroupement d'assemblages, et avec une géométrie fine, on dépasse facilement les 3000 régions différentes, ce qui exclut la possibilité d'utiliser la méthode des probabilités de collision, et nous oblige donc à utiliser la méthode des caractéristiques pour nos calculs de regroupement. Par souci de cohérence, et même si nous avons vu que les résultats étaient identiques entre les deux méthodes, nous utiliserons de façon systématique la **méthode des caractéristiques accélérée**, qui se traduit dans DRAGON par l'utilisation du module MCCGT.

3.8 Nombre de mélanges évoluant

3.8.1 Dans les assemblages

Nous allons aborder dans cette section le nombre de mélanges évoluant par type d'assemblages utilisé. Théoriquement, il faudrait utiliser un mélange par tube de combustible, et même plusieurs par crayon de combustible. En effet, dans DRAGON, à chaque mélange est associé un vecteur isotopique. Or si on n'utilise qu'un mélange, tout le combustible aura la même composition isotopique et les mêmes sections efficaces, ce qui est faux car par exemple, les cellules adjacentes à des trous d'eau présentent plus de fission que les cellules de coin, et donc brûlent plus rapidement, et ont donc un changement de composition plus important.



(a) Mélanges de combustible pour l'UOX.

(b) Mélanges de combustible pour le MOX.

Figure 3.7 Mélanges de combustible évoluant séparément pour de l'UOX et du MOX.

En allant plus loin, on remarque que la couronne externe du combustible brûle plus vite que son centre, à cause d'une exposition plus importante aux neutrons thermiques, et qu'il faudrait donc, pour mieux décrire notre problème, utiliser différents mélanges au

sein d'un même tube de combustible. Cependant, des limitations en temps de calcul nous empêchent de considérer cette option. C'est pourquoi nous avons utilisé la discrétisation de mélanges de combustible suivante : on fait évoluer ensemble les cellules de coin, les cellules de côté, les cellules en face de trous d'eau, les cellules en coin de trous d'eau, et enfin les 5 cellules présentes dans l'avant-dernière rangée de crayons dans le coin, qui ne sont pas à côté de trous d'eau. Cela donne 5 mélanges d'évolution différents pour l'assemblage UOX, ce que l'on peut voir à la figure 3.7(a) chaque couleur différente représentant un mélange différent, et 8 pour l'assemblage MOX à la figure 3.7(b), dû à la superposition de la discrétisation de l'UOX (figure 3.7(a)) avec le zonage des teneurs en plutonium (figure 3.2).

3.8.2 Dans les regroupements d'assemblages

Nous avons vu précédemment la discrétisation en mélanges de combustible évoluant séparément pour des assemblages de MOX ou d'UOX. Pour notre regroupement d'assemblages, où il y a trois assemblages différents, on ne peut utiliser uniquement 3 jeux de mélanges de combustible, car cela retranscrit très mal ce que subissent chacune des cellules à l'interface entre différents assemblages. Par exemple, pour l'assemblage de coin, deux des faces sont soumises à la réflexion et donc influencées par l'assemblage de coin, alors que les deux autres sont face à l'assemblage de côté qui les influence. On choisit donc d'utiliser six jeux de mélanges différents pour le regroupement (un pour l'assemblage central, trois pour l'assemblage de côté et deux pour l'assemblage de coin) afin que ce découpage prenne en compte les influences des assemblages environnants. Ce découpage est illustré sur la figure 3.8 où chaque nuance de couleur représente un mélange de combustible évoluant différemment. Notons que sur cette figure, l'assemblage A correspond à l'assemblage de centre, l'assemblage B à l'assemblage de côté, et l'assemblage C à l'assemblage de coin, comme cela est représenté dans l'annexe I.

On peut noter que ce découpage est quand même assez grossier, et il aura tendance à diluer certains effet de l'environnement de l'avant-dernière rangée de crayons, l'effet sur l'isotopie se transmettant sur les sections efficaces macroscopiques. Néanmoins les effets maximaux portent sur la dernière rangée de crayons de l'assemblage, et c'est ce qui nous intéresse : chiffrer les erreurs maximales. C'est pourquoi ce découpage paraît assez pertinent : il permet de rendre compte des effets maximaux de l'environnement sans trop alourdir notre schéma de calcul.

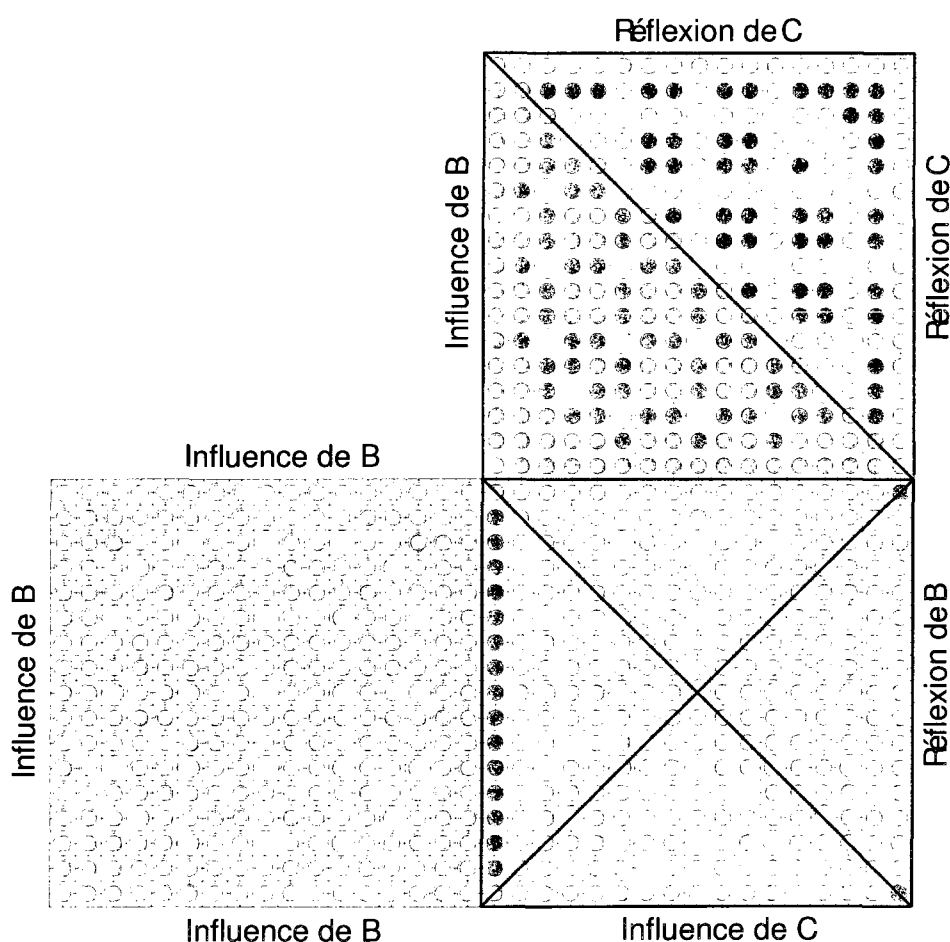


Figure 3.8 Mélanges de combustible en regroupement.

3.9 Schéma d'évolution

Le tableau 3.5 donne les pas de temps que nous avons utilisé pour l'évolution des différents regroupements d'assemblages. Ce schéma d'évolution est largement inspiré de précédentes études d'assemblages de REP sous DRAGON [Le Mer, 2006]. Nous avons utilisé une puissance d'évolution constante et égale à 38.457 W/g. Le fait que les assemblages d'UOX et de MOX n'aient pas la même masse de noyaux lourds initiaux n'influe pas ici les pas de burnups, puisque l'on donne une puissance pas masse de noyaux lourds. Notons également que l'on ne donne pas ici le burnup, mais une augmentation du burnup initial. En effet, le burnup étant une notion décrivant la combustion à partir d'un ensemble neuf, il se peut que les regroupements étudiés aient initialement un burnup non nul si les assemblages le composant ne sont pas neufs.

Tableau 3.5 Description des pas d'évolution.

Indice	Pas de temps (jours)	Temps (jours)	Pas de burnup (MWj/t)	Burnup total (MWj/t)
1	2	2	77	+77
2	10	12	385	+461
3	12	24	461	+923
4	16	40	615	+1538
5	20	60	769	+2307
6	40	100	1538	+3846
7	40	140	1538	+5384
8	40	180	1538	+6922
9	40	220	1538	+8461
10	40	260	1538	+9999
11	52	312	2000	+11999
12	52	364	2000	+13998

On voit dans le tableau 3.5 que l'on fait évoluer les clusters sur une année environ, ce qui correspond à la durée d'un assemblage en cœur entre deux arrêts pour rechargement. Cela correspond à augmenter le burnup de 14 GWj/t.

CHAPITRE 4

SCHÉMA DE CALCUL DE RÉFÉRENCE POUR L'ÉTUDE DE L'EFFET DE L'ENVIRONNEMENT

4.1 Description globale du schéma de référence

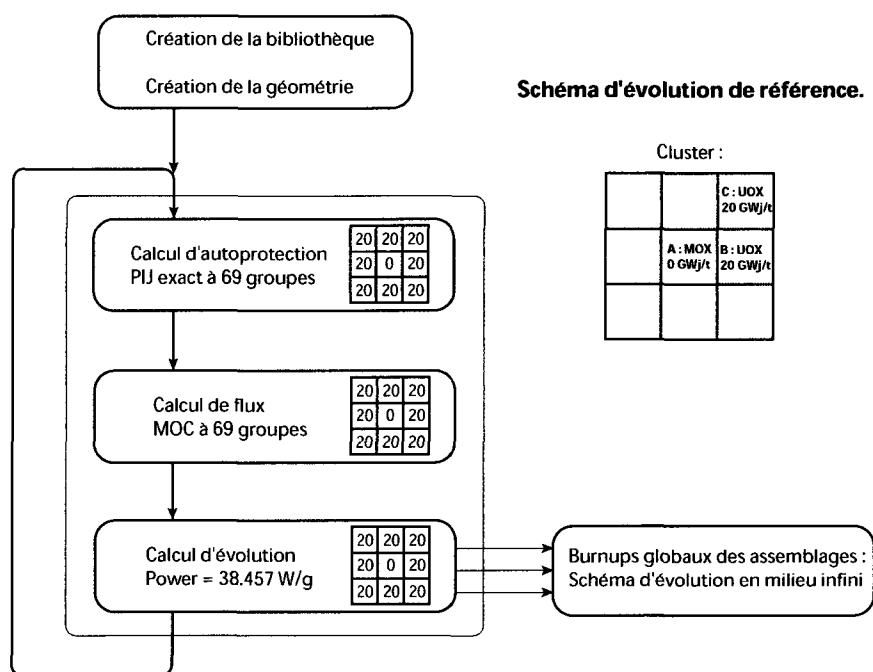


Figure 4.1 Schéma de calcul de référence.

La figure 4.1 illustre le principe de notre schéma de calcul de référence, qui prend en compte l'environnement dans toutes ses étapes de calcul. Après la création de la géométrie et de la bibliothèque, on effectue un premier pas d'évolution, qui est composé de trois étapes. La première est un calcul d'auto-protection sur le regroupement complet, utilisant la méthode des PIJ exactes à 69 groupes. La seconde étape est un calcul de flux

sur le regroupement, utilisant la méthode des caractéristiques (MOC). Enfin, la troisième étape consiste à évoluer le combustible, à une puissance constante $P = 38.457 \text{ W/g}$ par masse de noyaux lourds initiaux, sur une durée variant afin d'assurer l'hypothèse de quasi-staticité du calcul d'évolution. On peut alors réitérer ces étapes pour un nouveau pas d'évolution.

On fait évoluer notre regroupement d'assemblages sur une durée d'irradiation d'un an, ce qui correspond à environ un gain de burnup d'environ 14 GWj/t par rapport au burnup initial du regroupement, comme nous l'avons illustré à la section 3.9. Cette durée d'un an a été choisie car c'est à peu près le temps que passe un assemblage en cœur de réacteur sur un cycle dans un REP avant de subir un rechargement du cœur qui nécessite l'arrêt du réacteur durant la réorganisation du positionnement des assemblages, et la vidange des assemblages arrivés en fin de vie.

Notons qu'à l'issue de l'étape du calcul d'évolution, notre schéma produit les pas de burnups locaux associés à chacun des trois assemblages constituant le regroupement. En effet, les trois assemblages ayant chacun leur histoire et des burnup plus ou moins élevés, ils vont brûler à des vitesses différentes dans le regroupement. Il y aura une tendance à rechercher de la puissance dans les assemblages plus neufs, ou alimentés thermiquement par d'autres (par exemple, des assemblages MOX entourés d'UOX). Cette étape de calcul de burnup local est primordiale puisque c'est grâce à elle que l'on va pouvoir sortir le schéma d'évolution en milieu infini de chacun des assemblages, afin de pouvoir comparer au même burnup les assemblages ayant soit évolué en environnement dans le regroupement, soit en milieu infini.

4.2 Effet de l'environnement sur le flux de pondération et les taux de fission

C : UOX 20 GWj/t	B : UOX 20 GWj/t	C : UOX 20 GWj/t
B : UOX 20 GWj/t	A : MOX 0 GWj/t	B : UOX 20 GWj/t
C : UOX 20 GWj/t	B : UOX 20 GWj/t	C : UOX 20 GWj/t

Figure 4.2 Regroupement d'assemblages M1.

Nous allons présenter ici quelques résultats obtenus au niveau du regroupement d'assemblage M1 dont le schéma est donné à la figure 4.2. Tous les résultats seront donnés ici pour le premier pas de calcul, à $t = 0$.

4.2.1 Carte des flux pour le regroupement M1

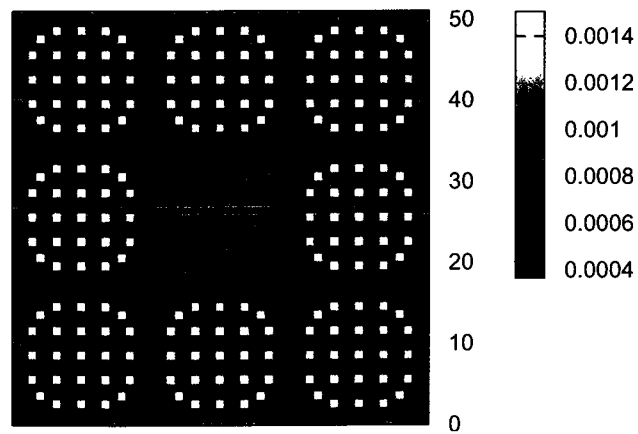


Figure 4.3 Carte du flux thermique sur le regroupement M1.

Le graphique 4.3 donne le flux thermique de neutrons au sein du regroupement. Il est intéressant de noter que les trous d'eau voient un flux de neutrons thermiques plus importants ; en effet, l'eau est modératrice, et il y a donc une plus grande proportion de neutrons ralentis dans les cellules où il y a des trous d'eau que dans celles où il y a une pastille de combustible entourée par de l'eau. On peut voir que le MOX présente un flux de neutrons thermiques assez faible en comparaison de son environnement d'assemblages UOX. On peut expliquer cette situation par les valeurs élevées des sections efficaces d'absorption dans le domaine thermique pour le MOX, ce qui résulte en une disparition très rapide de ces neutrons thermiques dans l'assemblage central. De plus, le flux thermique dans la dernière rangée de crayons d'UOX est déprimé, ce qui est dû aux sections efficaces d'absorption plus élevées pour le MOX que pour l'UOX.

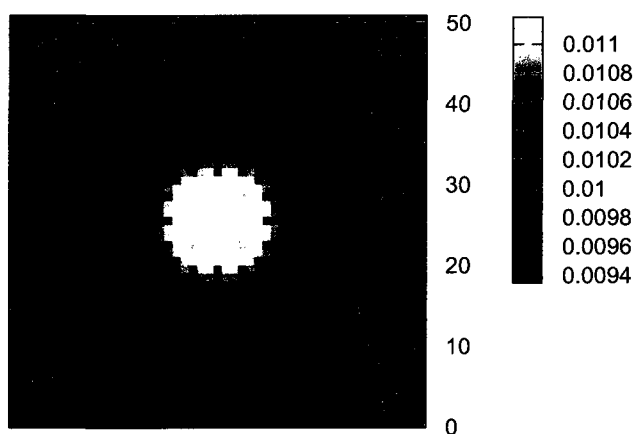


Figure 4.4 Carte du flux rapide sur le regroupement M1.

La figure 4.4 donne maintenant le flux de neutron dans le spectre rapide. Il est ici intéressant de noter qu'au contraire du graphique précédent, les trous d'eau présentent un flux moindre que les cellules avec combustible, parce que les neutrons rapides sont créés par fission, donc dans les cellules avec combustible. Les neutrons rapides dans les cellules avec trous d'eau n'apparaissent que par diffusion des neutrons rapides dans l'assemblage, durant leur ralentissement. On peut voir que l'assemblage central est l'as-

semblage le plus “chaud”, et que les neutrons rapides, ayant un libre parcours assez important, diffusent rapidement vers les assemblages périphériques d’UOX.

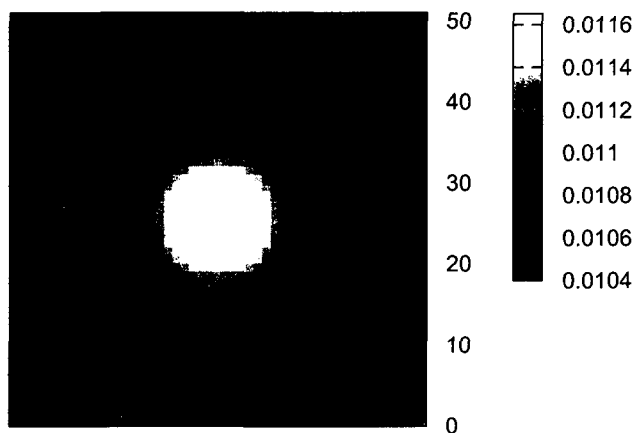


Figure 4.5 Carte du flux condensé à un groupe sur le regroupement M1.

Le flux condensé que l’on peut observer sur la figure 4.5 est la somme des flux rapides et thermiques. Il en résulte un graphique plus lissé et continu, notamment au niveau des trous d’eau, les deux effets des spectres thermiques et rapides se compensant. On peut encore noter le caractère diffusif des neutrons rapides autour de l’assemblage central.

4.2.2 Carte des taux de fission pour le regroupement M1

On s'intéresse ici à quelque chose de vraiment physique : les taux de fission. Notons au niveau des unités que la normalisation du flux avec DRAGON est arbitraire, et fait en sorte que le taux de fission condensé et homogénéisé sur toute la géométrie est constant. Une normalisation des taux de fission est effectuée lors du calcul d'évolution afin d'atteindre la puissance voulue. Pour toutes les cartes de taux de fission, on peut remarquer que le taux est nul au niveau des trous d'eau, puisqu'il n'y a aucun noyau fissile dans ces cellules.

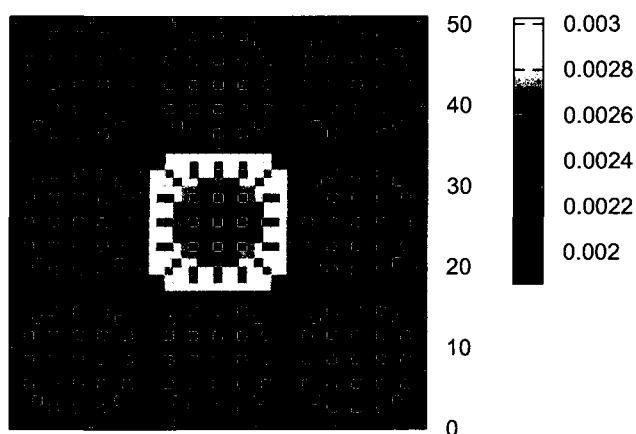


Figure 4.6 Carte des taux de fission dans le domaine thermique pour le regroupement M1.

La figure 4.6 représente la carte des taux de fission dans le spectre thermique. On voit que le taux de fission est largement déprimé dans la dernière rangée de crayons de l'UOX. Cela est imputable à la dépression du flux thermique, l'assemblage de MOX absorbant les neutrons thermiques nés dans l'UOX, tel qu'on peut le voir dans la figure 4.7. Le libre parcours moyen des neutrons thermiques entre deux collisions étant de l'ordre de la cellule de combustible, les neutrons thermiques nés dans le MOX auront un mouvement brownien ressemblant à celui de la figure 4.7, passant aléatoirement de la dernière

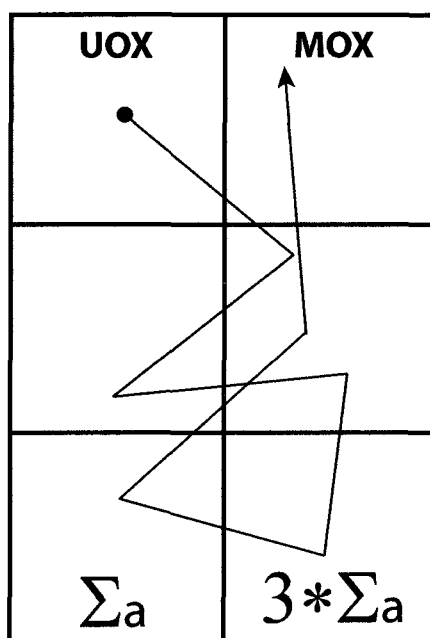


Figure 4.7 Schéma du destin d'un neutron thermique à l'interface MOX / UOX.

rangée de crayon de l'UOX à celle du MOX. Or, la section efficace d'absorption du MOX étant environ 3 fois plus grande que celle de l'UOX, à cause des isotopes du plutonium présentant des sections efficaces élevées, les neutrons auront statistiquement plus de chances d'être absorbés dans le MOX que dans l'UOX, déprimant le flux thermique de la dernière rangée de crayons de l'UOX, et donc le taux de fission dans ce domaine.

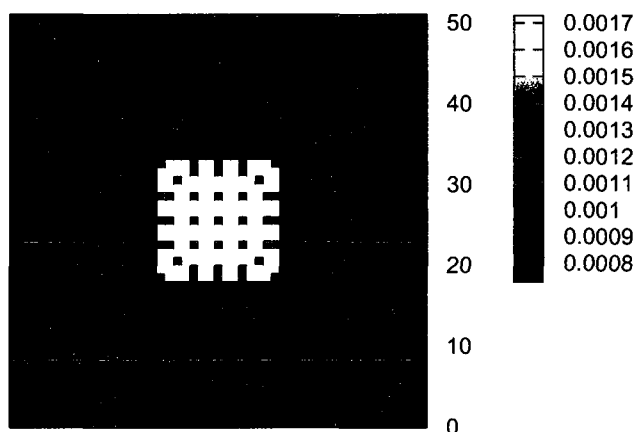


Figure 4.8 Carte des taux de fission dans le domaine rapide pour le regroupement M1.

La figure 4.8 représente la carte des taux de fission dans le spectre rapide. On peut remarquer l'influence du zonage au niveau de l'assemblage MOX central. Plus la teneur en plutonium est élevée plus la proportion de noyaux lourds susceptibles de fissionner dans le spectre rapide est importante. Donc plus le taux de fission dans ce domaine d'énergie est important. On voit une différence du simple au double entre le taux dans le combustible MOX haute teneur en plutonium, comparativement aux assemblages d'UOX. De plus, si on compare les échelles entre les taux de fissions rapide et thermique, on voit que le MOX produira une grande partie de sa puissance avec des fission rapides.

Enfin, la figure 4.9 montre le taux de fission total au niveau du regroupement M1. On note qu'il y a plus de fissions dans l'assemblage de MOX central que dans les assemblages d'UOX environnants. Cela peut s'expliquer par le fait que l'assemblage de MOX est

neuf, donc plus réactif, et qu'il est nourri thermiquement à ses interfaces pas l'UOX. On voit également l'intérêt du zonage sur ce graphique : si on avait zoné les crayons périphériques avec une haute teneur en plutonium, on aurait eu le facteur de point chaud sur cette rangée de crayons. Avec le zonage choisi, le point chaud se situe plutôt sur de la haute teneur, entre deux trous d'eau, sur la troisième rangée de crayons. Zoner le combustible MOX permet donc de ne pas avoir une puissance trop importante sur la dernière rangée de crayons, lorsqu'elle est mise en contact avec un assemblage de MOX, et donc d'aplatir le flux : c'est la notion d'aplatissement du flux par zonage.

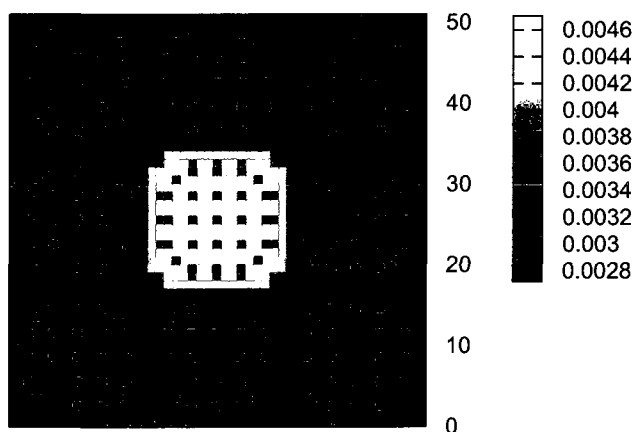


Figure 4.9 Carte des taux de fission condensé pour le regroupement M1.

Notons également qu'à cause de ce taux de fission plus important pour le MOX, et qu'étant donné que les assemblages de MOX et d'UOX ont à peu près la même masse de noyaux lourds, pour un pas de Burnup donné du regroupement d'assemblage, on aura un pas de burnup local de l'assemblage de MOX plus important que ceux de l'UOX. C'est ce que nous allons détailler dans la prochaine partie de ce chapitre, qui concerne le calcul des différences de burnup de chacun des assemblages.

4.3 Calcul du burnup local de chacun des assemblages

4.3.1 Introduction au problème

Dans cette partie, nous allons évoquer les problèmes liés à l'évolution des regroupements d'assemblage. En effet, lorsque l'on fait évoluer ces regroupements d'assemblages, on impose une puissance par masse de combustible $P = 38.457 \text{ W/g}$ et un pas de temps Δt sur lequel on suppose que le flux varie peu, ce qui nous donne une variation du burnup total pour le regroupement valant $\Delta B = P \times \Delta t$.

Mais ceci ne nous permet pas de connaître la variation de burnup locale, dans chacun des trois assemblages du cluster (assemblage central, assemblages de côté et assemblages de coins). En effet, de par la normalisation du flux pour le calcul du flux, un assemblage neuf brûlera plus vite qu'un assemblage usé. Il est donc nécessaire de calculer les bon burnups de chacun des assemblages afin de pouvoir ensuite en déduire un schéma d'évolution de chacun des assemblages en milieu infini, pour pouvoir comparer les assemblages en regroupement ou en milieu infini au même burnup.

4.3.2 Calcul du Burnup local des assemblages

On a donc, pour chaque pas d'évolution, la donnée $\Delta B^R = P \times \Delta t$, qui est le taux de combustion total du regroupement d'assemblage (R). Nous allons calculer le pas de burnup correspondant pour l'assemblage central A , ΔB^A . Soit les masses de combustible, dans le regroupement et dans l'assemblage respectivement :

$$M^R = M^R(t = 0)$$

$$M^A = M^A(t = 0)$$

Notons que ces masses sont les masses de combustible initiales, étant donné que le burnup s'exprime en énergie dégagée par tonne de combustible *initial*. Alors la quantité $\Delta B^R \times M^R$ représente la quantité d'énergie dégagée par le regroupement pendant Δt , et, de même, $\Delta B^A \times M^A$ est la quantité d'énergie dégagée dans l'assemblage A seul, durant le même intervalle de temps Δt . On a donc, par proportionnalité :

$$\Delta B^A \times M^A = \frac{\kappa^A \tau_f^A}{\kappa^R \tau_f^R} \times \Delta B^R \times M^R$$

Avec $\frac{\kappa^A \tau_f^A}{\kappa^R \tau_f^R}$ la fraction d'énergie dégagée par fission dans l'assemblage A par rapport au regroupement R . En effet, τ_f^A représente le taux de réaction de fission dans l'assemblage A , donc le nombre de fissions par seconde dans l'assemblage, et le terme κ^A représente l'énergie dégagée par fission dans l'assemblage. On obtient donc, en simplifiant par Δt qui est commun aux deux termes de l'équation :

$$P^A = \frac{\kappa^A \tau_f^A}{\kappa^R \tau_f^R} \times \frac{M^R}{M^A} \times P \quad (4.1)$$

Les masses initiales, ainsi que les énergies libérées dans chacun des assemblages, sont extraits du fichier de sortie de DRAGON. On a alors tous les paramètres pour calculer la puissance spécifique associée à chaque assemblage, et donc les pas de burnup. Ce calcul est fait durant la simulation numérique, ce qui signifie que l'on n'a pas à retraiter les fichiers de sortie pour pouvoir récupérer les pas de burnups locaux : on peut les utiliser

directement à l'intérieur du schéma de calcul. Cela aura son importance, nous le verrons, pour le schéma de calcul à la volée pour l'évolution macroscopique 5.2.

4.3.3 Effet de l'environnement dans le calcul de Burnup

On peut noter que l'effet de l'environnement sur le burnup des assemblages est multiple :

- Il y a tout d'abord un **effet de normalisation du flux** de pondération par rapport à la puissance totale imposée, qui fait que les assemblages les moins usés dans un regroupement brûlent plus qu'en milieu infini, car il est plus facile de leur extraire de la puissance que d'assemblages plus vieux et moins réactifs. Cette normalisation du flux implique des taux de réaction bien différents entre le calcul de regroupement et le calcul en milieu infini.
- D'autre part, il y a un **effet spectral** qui implique que pour un pas de burnup donné, ce ne seront pas les mêmes isotopes qui fissionneront pour donner la puissance requise, entre un calcul en regroupement ou un calcul en milieu infini. Par exemple, la dernière rangée de crayons d'un assemblage de MOX juxtaposé à un assemblage d'UOX subira un flux beaucoup plus thermique en comparaison du calcul milieu infini, ce qui entraînera plus de fissions thermiques pour dégager la même puissance, et donc une énergie moyenne dégagée par fission différente, ce qui aura un effet couplé sur la normalisation de puissance.
- Enfin, il y a un **effet d'évolution** qui changera les interactions entre assemblages. Par exemple, comme nous venons de le voir dans l'exemple MOX / UOX, la thermalisation du flux imposera une isotopie bien différente entre le calcul de regroupement et le calcul milieu infini. Une isotopie différente jouera sur l'énergie moyenne dégagée par fission, et sur les sections efficaces macroscopiques, et donc sur le calcul de flux et sa normalisation par la puissance imposée.

On pourrait étudier l'effet de l'environnement sur l'énergie dégagée par fission dans chacun des assemblages. Pour les énergies libérées par fission dans les assemblages, on extrapole suivant le type d'assemblage, et le burnup, sur la figure 4.10 obtenue grâce à un calcul en milieu infini sur les assemblages MOX et UOX.

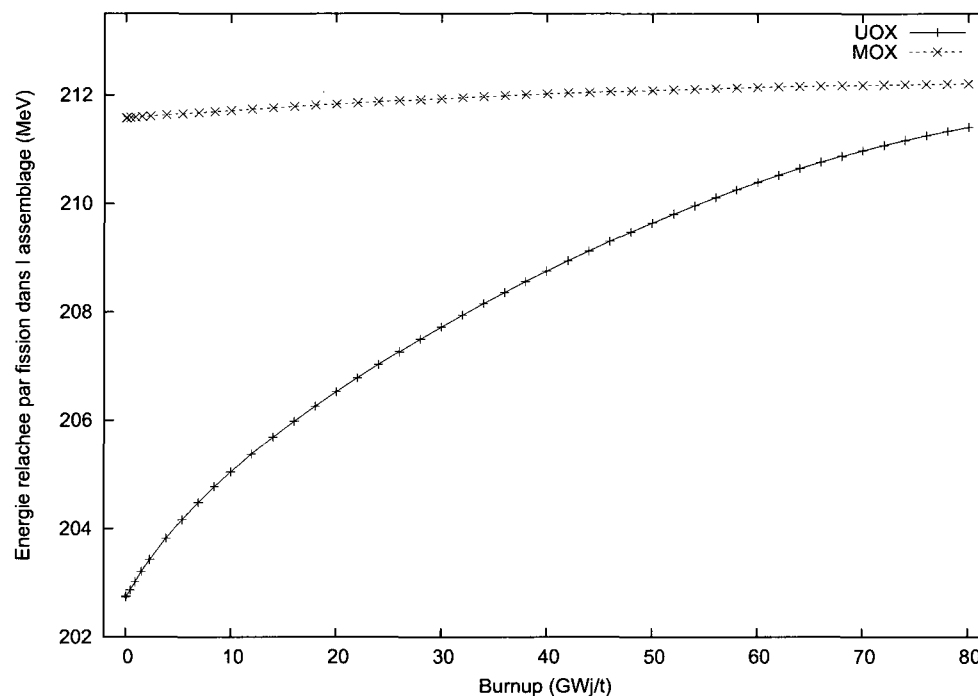


Figure 4.10 Energie relachée par fission dans des assemblages de MOX ou d'UOX.

On peut expliquer cette figure par le tableau 4.1, qui donne les énergies moyennes récupérées par fission pour les principaux noyaux fissiles.

Tableau 4.1 Energie moyenne dégagée par fission pour les principaux isotopes fissiles.

Noyau fissile	U-235	U-238	Pu-239	Pu-241
Energie récupérée (MeV/fission)	201.7 ± 0.6	205.0 ± 0.9	210.0 ± 0.9	212.4 ± 1.0

On peut voir que l'énergie relâchée par fission dans un assemblage d'UOX augmente en fonction du burnup. Ceci est expliqué par le fait que l'Uranium-235, qui est principalement responsable de l'énergie dégagée dans un assemblage UOX, est uniquement consommé, et non produit ; or il a l'énergie de fission récupérée dans l'assemblage la plus faible. A pas de burnups égaux, on relâche une puissance identique, ce qui fait que plus le burnup est élevé, plus la part d'atomes fissiles lourds (autres que l'Uranium-235, par exemple le Plutonium-239 ou 241, présentant une énergie dégagée par fission élevée) participant à la puissance est grande, ce qui résulte en l'accroissement de l'énergie dégagée par fission sur l'UOX que l'on peut voir ci-dessus.

Le MOX, au contraire, brûle principalement du Pu-239 et du Pu-241, qui peuvent être formés à partir de l'U-238 ou du Pu-240 par capture neutronique. Il y a tout de même une augmentation de l'énergie dégagée par fission dans le MOX, due au fait que de plus en plus de noyaux lourds, issus de captures neutroniques, et donc dégageant plus d'énergie dans le combustible, fissionnent. Néanmoins, cette augmentation est bien plus faible pour le MOX car les noyaux qui fissionnent à burnup nul sont déjà très lourds.

On peut interpoler les valeurs de κ pour les assemblages par des polynômes sur ces deux courbes, en fonction du burnup et du type d'assemblages . Pour la valeur de κ^R , l'énergie relâchée en moyenne par fission dans le regroupement, on homogénéise en imposant la conservation de l'énergie :

$$\kappa^R = \frac{\sum_{\text{Asmb}} \kappa^i \tau_f^i}{\tau_f^R}$$

On pourrait alors comparer, par exemple sur l'assemblage M1, l'énergie dégagée par fission entre les assemblage du regroupement et ces assemblages, au même burnup, calculés en milieu infini. Mais sur un tel paramètre "macroscopique", global à l'assemblage, l'effet de l'environnement se fait peu sentir.

4.3.4 Burnup local des assemblages du regroupement M1

Nous allons donner ici un exemple des différences que l'on peut obtenir sur un regroupement d'assemblages, le regroupement M1 de la figure 4.11, entre le pas de burnup global du regroupement et le pas de burnup local de chacun des assemblages, selon la formule suivante :

$$\Delta(\Delta B) = \frac{\Delta B^A - \Delta B^R}{\Delta B^R} \quad (4.2)$$

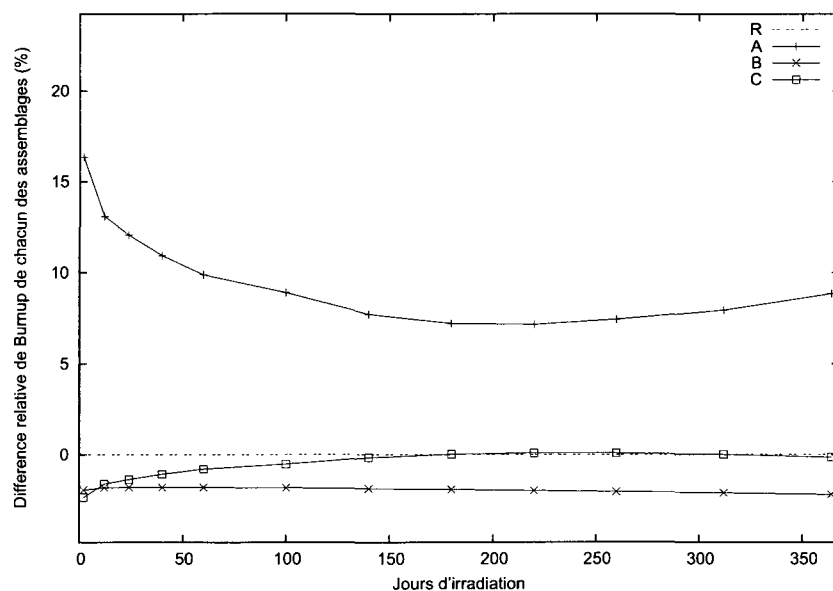


Figure 4.11 Différence relative sur le burnup local des assemblages de M1.

On voit que l'assemblage de MOX est celui fournissant le plus de puissance tout au long de notre cycle d'évolution. Il y a deux raisons à cela : d'une part il est neuf, et d'autre part il est nourri de neutrons thermiques par les assemblages d'UOX environnants.

On pourrait penser que l'on aurait ici $\lim_{t \rightarrow \infty} \Delta B^{A,B,C} = \Delta B^R$ et donc les trois courbes

qui tendraient vers 0, la valeur de la différence relative pour le regroupement. Mais il faut noter qu'il y a un gradient de burnup entre le MOX et l'UOX de 20 GWj/t, et qu'en toute logique on aura le comportement limite décrit ci-dessus que lorsque le MOX aura rattrapé l'UOX au niveau du burnup. En simplifiant cela au niveau du regroupement M1, avec l'aide de la figure 4.11, on considère que le MOX brûle 10% plus vite que le regroupement, et l'UOX 2% moins vite que le regroupement. Soit alors ΔB le pas burnup du regroupement à partir de $t = 0$ pour lequel le MOX a rattrapé ses 20 GWj/t de différence avec les assemblages d'UOX. On a alors :

$$\underbrace{1.1\Delta B}_{\text{MOX}} = \underbrace{0.98\Delta B + 20 \text{ GWj/t}}_{\text{UOX}}$$

Soit $\Delta B = 166 \text{ GWj/t}$ ce qui est très largement au dessus des limites de fonctionnement en cœur de ces assemblages. Il n'est donc pas choquant de voir un régime transitoire sur l'assemblage de MOX qui fournit un peu plus de puissance en fin de cycle qu'au milieu de celui-ci. Ce n'est pas parce que le MOX brûle plus vite qu'il doit rapidement revenir à un comportement plus en phase avec le regroupement : le gradient de burnup met beaucoup plus de temps à se lisser que notre constante de temps d'observation qui est de l'ordre de l'année, et qui équivaut à une augmentation de burnup de 14 GWj/t du regroupement.

4.3.5 Paramètres d'évolution

Maintenant que l'on a identifié le burnup local de chacun des assemblages, on en déduit le schéma d'évolution en milieu infini de chacun des assemblages. Mais il faut faire attention aux valeurs que l'on donnera au module d'évolution de DRAGON. En effet, on ne donne pas à DRAGON un pas de burnup mais une puissance de normalisation et un pas de temps. Pour conserver les mêmes conditions d'évolution quasi-statique, il nous

faut imposer une puissance par assemblage différente de la puissance de normalisation du regroupement, avec le même pas de temps que pour le regroupement. Prendre la même puissance, mais avec un pas de temps différent donnerait à priori un pas de burnup identique, mais on pourrait fausser l'étude par deux biais :

- On pourrait fausser l'hypothèse de quasi-staticité si on prenait un pas de temps trop grand, si l'assemblage a brûlé beaucoup plus vite que le regroupement.
- Prendre des pas de temps différents peut favoriser respectivement les désintégrations gamma (pas de temps plus grands) ou les réactions neutroniques (pas de temps plus petits) pour l'évaluation de la puissance dégagée durant l'intervalle de temps.

Il est donc nécessaire de prendre les mêmes pas de temps, et de changer la puissance de normalisation de chacun des assemblages, pour pouvoir comparer des évolutions semblables.

4.4 Calculs d'assemblages en milieu infini

Une fois que nous avons calculé les burnup locaux de chacun des assemblages pour le regroupement considéré, nous pouvons faire un calcul en milieu infini pour chacun de ces assemblages, en adaptant le schéma d'évolution afin de faire correspondre les mêmes burnups locaux. Les hypothèses de calcul sont strictement les mêmes que pour le calcul de regroupement, mis à part la condition de réflexion que l'on prend spéculaire pour les calculs d'assemblages, les temps de calcul le permettant.

Pour la suite de ce chapitre, nous allons donc comparer le schéma de calcul de référence en regroupement, avec les calculs sur chacun des assemblages en milieu infini. Nous ferons très souvent des différences relatives sur un paramètre des assemblage, tel que les sections efficaces ou les concentrations isotopiques, selon la formule suivante, sur une

section efficace macroscopique Σ par exemple :

$$\Delta\Sigma = \frac{\Sigma(\text{Regroupement}) - \Sigma(\text{Assemblage seul})}{\Sigma(\text{Assemblage seul})} \quad (4.3)$$

Nous allons donc présenter l'effet de l'environnement sur les sections efficaces, avec des résultats à l'appui, que nous donnerons sur le regroupement M1 dont un schéma est donné à la figure 4.2. Cette étude sur les sections efficaces macroscopiques est extrêmement importante, puisque dans la constitution de bibliothèques d'interpolation, ce sont des sections efficaces homogénéisées et condensées qui sont calculées, et il peut être intéressant de noter l'effet physique qu'a l'environnement sur ces données.

4.5 Effet de l'environnement sur les sections efficaces

Nous allons voir ici les origines des différences constatées sur les sections efficaces homogénéisées aux crayons, entre un calcul de regroupement d'assemblages et un calcul d'assemblages en milieu infini. Rappelons ici la formule pour une section efficace homogénéisée et condensée :

$$\Sigma_H^k = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{g=1}^G \Sigma_i^g \Phi_i^g V_i}{\sum_{i=1}^N \sum_{g=1}^G \Phi_i^g V_i} \quad (4.4)$$

Les volumes $(V_i)_{i \in [1 \dots N]}$ ne changent pas du calcul de regroupement au calcul d'assemblage, ils n'ont donc aucun effet sur les différences observées. Il n'y a donc que deux possibilités : soit une influence du flux de pondération $(\Phi_i^g)_{i \in [1 \dots N]}^{g \in [1 \dots G]}$, soit une influence des sections efficaces macroscopiques $(\Sigma_i^g)_{i \in [1 \dots N]}^{g \in [1 \dots G]}$. Nous allons étudier successivement ces deux facteurs.

4.5.1 Influence du flux de pondération

Si l'on observe attentivement la formule ci-dessus, on remarque qu'une normalisation différente du flux (c'est-à-dire la multiplication du flux par un facteur arbitraire) ne changera pas la valeur de la section efficace homogénéisée. C'est pour cela que le flux est appelé ici un flux de pondération : la normalisation n'affecte en rien la valeur des sections efficaces.

Par contre, un changement relatif dans différents groupes d'énergie ou différentes régions, entre un calcul de regroupement ou en milieu infini, entraînera un changement sur les sections efficaces. Comme nous venons de le suggérer, deux effets peuvent intervenir : un effet géométrique sur les flux de pondération produira des différences sur les sections efficaces lors de l'homogénéisation, et un effet spectral pourra se faire ressentir lors de la condensation.

4.5.1.1 Effet géométrique sur l'homogénéisation

Une répartition différente du flux sur certaines régions changera les sections efficaces lors d'une étape d'homogénéisation. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3 et plus particulièrement à la figure 3.4, dans l'étude sur le choix de la condition aux frontières, une condition de réflexion différente changera la répartition géométrique du flux dans les différentes régions et donc les sections efficaces macroscopiques lors de l'homogénéisation crayon par crayon.

Or nous avons vu que nous avons choisi une condition de réflexion isotrope pour les regroupements, et une condition de réflexion spéculaire sur les assemblages en milieu infini. Il n'y aura donc pas de problème sur les comparaisons des frontières internes au regroupement, mais des différences sur la frontière externe, que l'on peut observer sur la

figure 3.4 ou encore sur la figure 4.13 pour le regroupement d'assemblage M1. On voit en effet sur ces deux figures un très léger liseret rouge sur le dernière rangée de crayons, un peu perdu dans le bruit environnant, effet survenu lors de l'homogénéisation, et qui n'est pas dû à l'environnement, mais à une approximation de notre schéma de calcul. Néanmoins, on pourra également avoir des différences de répartition géométrique du flux avec des interfaces hétérogènes du type MOX / UOX, et là alors les différences seront une conséquence de l'environnement.

4.5.1.2 Effet spectral sur la condensation

Une répartition différente du flux dans les différents groupes d'énergie posera un problème lors de la condensation. Cet effet étant totalement dû à l'environnement, il nous intéresse plus que le précédent. Il prend naissance sur les interfaces subissant soit un gros gradient de burnup, soit sur les interfaces MOX / UOX.

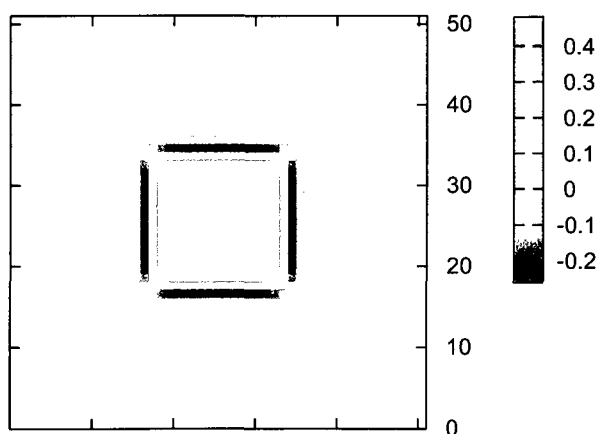


Figure 4.12 Carte des différences relatives sur le rapport entre le flux thermique et le flux rapide pour le regroupement M1, à $t=0$.

Comme on peut le voir à la figure 4.12, qui trace la différence sur le rapport ϕ_t/ϕ_r , il y a une forte thermalisation (40% de différence) du MOX juxtaposé à des assemblages

d'UOX par rapport à la situation en milieu infini. Cela indique qu'il y a de gros changements de spectre dus à l'environnement. Néanmoins, le choix de la coupure à 0.625 eV semble adéquat puisque malgré les grosses différences sur le rapport de flux, les différences sur les sections efficaces macroscopiques sont beaucoup plus raisonnables à l'intérieur de chacun des groupes rapide ou thermique, comme il est montré à la figure 4.13. Ces différences sont dues à la répartition différente du flux dans chacun des groupes d'énergie au sein du macro-groupe thermique. En effet, on a, en notant A pour l'assemblage en milieu infini et R pour l'assemblage en regroupement :

$$\begin{aligned}\Sigma_{f,t}^A &= \frac{\sum_{g=1}^{G_t} \Sigma_{f,g}^A \phi_g^A}{\sum_{g=1}^{G_t} \phi_g^A} \\ &= \sum_{g=1}^{G_t} \Sigma_{f,g}^A \tilde{\phi}_g^A \text{ avec } \tilde{\phi}_g^A = \frac{\phi_g^A}{\sum_{g=1}^{G_t} \phi_g^A} \\ \text{et } \Sigma_{f,t}^R &= \sum_{g=1}^{G_t} \Sigma_{f,g}^R \tilde{\phi}_g^R \text{ avec } \tilde{\phi}_g^R = \frac{\phi_g^R}{\sum_{g=1}^{G_t} \phi_g^R}\end{aligned}$$

À $t = 0$, les sections efficaces macroscopiques peuvent être considérées comme identiques, puisque les concentrations isotopiques sont les mêmes, et que les effets de l'environnement sur l'auto-protection sont extrêmement faibles. On peut donc considérer que $\Sigma_{f,g}^R = \Sigma_{f,g}^A = \Sigma_{f,g}$. On veut voir pourquoi la figure 4.13 présente des sur ou sous-estimations, on étudie donc les différences $\Sigma_{f,t}^R - \Sigma_{f,t}^A$. On a alors :

$$\Sigma_{f,t}^R - \Sigma_{f,t}^A = \sum_{g=1}^{G_t} \Sigma_{f,g} (\tilde{\phi}_g^R - \tilde{\phi}_g^A)$$

Le résultat, rouge s'il est positif, bleu s'il est négatif, sur la figure 4.13, réside donc dans la différence des flux relatifs dans chacun des groupes thermiques, pondérés par la

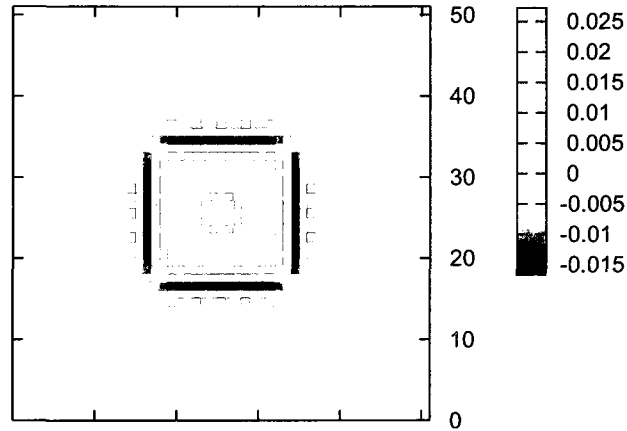


Figure 4.13 Carte des différences relatives sur les sections efficaces macroscopiques de fission dans le spectre thermique pour le regroupement M1, à $t=0$.

valeur de la section efficace microscopique sur ces groupes d'énergie. C'est ainsi que l'on peut expliquer les différences observées sur les sections efficaces macroscopiques homogénéisées crayon par crayon et condensées sur deux groupes d'énergie.

4.5.2 Influence des sections efficaces macroscopiques

Les sections efficaces macroscopiques sont le produit des sections efficaces microscopiques par les concentrations isotopiques sommées sur tous les isotopes. Par exemple, la section efficace de fission macroscopique sur un groupe g , dans une région i s'exprime ainsi :

$$\Sigma_{f,i}^g = \sum_{k=1}^I \sigma_{f,i}^{g,k} \times N_i^k$$

Avec l'ensemble $[1 \dots I]$ représentant l'ensemble des isotopes fissiles dans la région i , et N_i^k la concentration de ces isotopes dans la même région. Il y a donc possiblement

deux effets à l'origine des différences que l'on retrouve entre le calcul de regroupement et le calcul des assemblages en milieu infini : un effet sur les sections efficaces microscopiques et un effet sur les concentrations isotopiques.

4.5.2.1 Effet d'auto-protection sur les sections efficaces microscopiques

Nous avons expliqué au chapitre 1 les raisons du calcul d'auto-protection, qui corrige les sections efficaces microscopiques en tenant compte des estimations de taux de réaction calculés sur la géométrie du problème afin de prendre en compte les dépressions de flux liées aux résonances. Il y aura donc une différence entre le calcul d'auto-protection effectué en milieu infini, et celui en regroupement d'assemblages, qui prend en compte l'environnement, puisque le flux de pondération ne sera pas le même, et donc les estimations de taux de réaction, ne seront pas les mêmes. Il en résulte donc des sections efficaces microscopiques différentes, ce qui aura un impact sur les sections efficaces macroscopiques.

Nous n'allons pas présenter dans cette section l'effet de l'environnement sur ce calcul d'auto-protection, puisque nous lui dédions une partie relativement importante dans le chapitre 5, dans la partie sur le schéma de calcul d'évolution microscopique. On peut néanmoins donner les conclusions auxquelles nous sommes arrivés. D'une part, l'impact de la prise en compte du bon environnement au lieu du milieu infini pour l'auto-protection est mineur sur les sections efficaces macroscopiques, en comparaison de l'effet de condensation ou d'évolution, en dessous de 0.7% de différence relative en fin de cycle, à +14 GWj/t, alors que nous allons voir que les différences peuvent atteindre 8%. L'autre conclusion est que l'impact de l'auto-protection sur la sur-estimation ou la sous-estimation des sections efficaces est difficile à prédire.

4.5.2.2 Effet d'évolution sur les concentrations isotopiques

Les concentrations isotopiques sont influencées par l'environnement, en évolution seulement, puisqu'à $t = 0$, on ne verra aucun effet, les concentrations isotopiques étant initialisées de la même manière pour le calcul de regroupement ou le calcul en milieu infini. Par contre, en évolution, on pourra assister, par exemple, à une dérive des concentrations d'U-235, l'Uranium-235 étant uniquement consommé, où à des régimes transitoires avec le Plutonium-239, ce qui aura une grosse influence sur les sections efficaces macroscopiques.

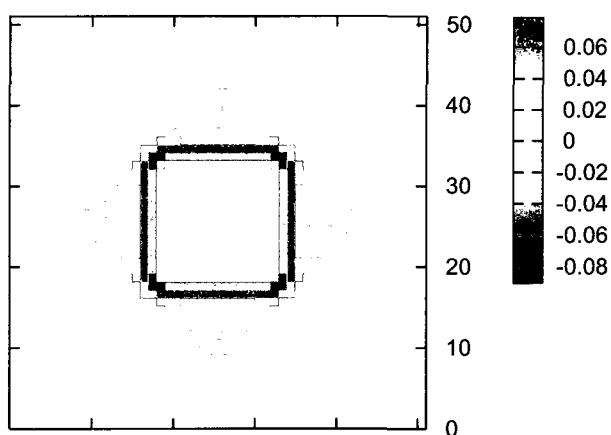


Figure 4.14 Carte des différences relatives sur les sections efficaces macroscopiques de fission dans le spectre thermique pour le regroupement M1, avec $\Delta B = +14$ GWj/t.

Prenons l'exemple d'un assemblage UOX jeune, très réactif, à côté d'un assemblage d'UOX plus vieux. A cause de la diffusion neutronique, il y aura plus de réactions de fission dans l'assemblage usé, à son interface avec l'assemblage neuf, que dans ce même assemblage si on le calculait en milieu infini. Cela impliquera une disparition plus importante de l'Uranium-235 dans les dernières rangées de crayon, et donc une diminution de la section efficace macroscopique de fission dans le spectre thermique par rapport au calcul en milieu infini. Cet exemple illustre un gradient de burnup pour environnement.

Pour les interfaces MOX / UOX, nous donnons le graphique de la différence relative sur la section efficace de fission dans le spectre thermique entre le regroupement d'assemblages et les assemblages calculé en milieu infini, après un an d'irradiation, à la figure 4.14.

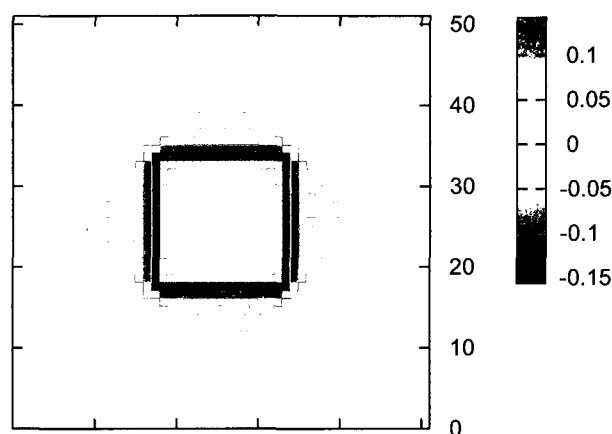


Figure 4.15 Carte des différences relatives sur les concentrations de Plutonium-239 pour le regroupement M1, avec $\Delta B = +14$ GWj/t.

On peut comparer la figure 4.14 à celle que nous avons donnée plus tôt, à $t=0$, pour l'effet de l'environnement sur le flux de pondération, la figure 4.13. On peut alors constater que l'on a eu une transition entre le début et la fin du cycle sur les dernières rangées de crayons du MOX et de l'UOX : on est passé, dans le MOX par exemple, de sections efficaces de fission plus grandes dans le regroupement, à $t=0$, de 2.5% , à des sections efficaces plus grandes dans les calculs d'assemblages en milieu infini, à +14 GWj/t, de 8% au maximum, au niveau de la dernière rangée de crayons. On peut se poser la question de l'origine des sortes de triangles que l'on voit sur les assemblages d'UOX. Ils sont la conséquence de notre choix de mélanges évoluant en regroupement, que nous avons donné au chapitre 3. On va voir dans les figures 4.15 et 4.16 que le changement de signe dans les différences de sections efficaces de fission est corrélable à la différence au niveau des concentrations des deux principaux isotopes fissiles dans nos assemblages :

l'Uranium-235 et le Plutonium-239.

Il est normal que les figures 4.14 et 4.15 se ressemblent. Le Plutonium-239 est l'un des isotopes fissiles les plus présent dans les assemblages de REP, et il présente de plus des sections efficaces microscopiques de fission assez importantes. les différences que l'on observe sur les concentrations d'isotopes fissiles se traduisent donc sur des différences sur les sections efficaces macroscopiques, l'effet d'évolution est même l'effet le plus important au niveau de ces différences. On interprète les différences que l'on observe par la différence de spectre entre le calcul de regroupement et le calcul d'assemblage : selon la figure 4.12, le flux est beaucoup mieux thermalisé à l'interface du MOX, ce qui implique une plus grande consommation de Plutonium, au contraire de l'UOX. Il faut cependant être prudent avec ces interprétations puisque le Pu-239 peut également être créé par capture neutronique sur l'Uranium-238.

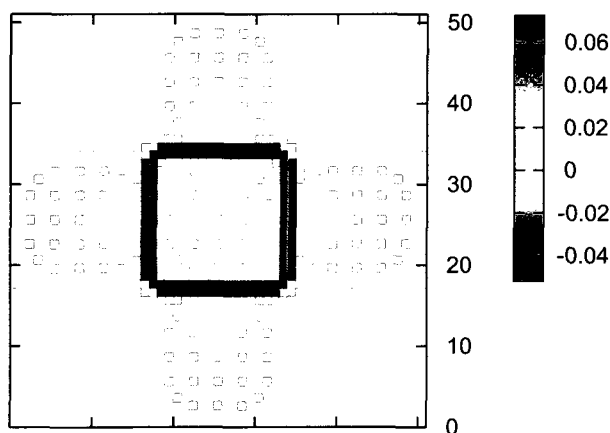


Figure 4.16 Carte des différences relatives sur les concentrations d'Uranium-235 pour le regroupement M1, avec $\Delta B = +14$ GWj/t.

L'interprétation de la figure 4.16 sur les différences relatives sur la concentration d'Uranium-235, est plus aisée à expliquer que celle avec le Plutonium-239, puisque l'U-235 est uniquement consommé. On voit donc qu'à l'interface MOX / UOX, en regroupement,

le MOX a consommé plus d'Uranium-235 qu'en milieu infini, ce qui est normal car il était alors exposé à un flux beaucoup plus thermique, comme en témoigne la figure 4.12. Au contraire, les assemblages d'UOX ont moins brûlé d'Uranium-235 en regroupement à la frontière avec le MOX, puisqu'ils sont soumis à un flux plus rapide.

Il est intéressant de noter que nous comparons les assemblages calculés en regroupement ou en milieu infini aux mêmes burnups. On a tiré la même puissance de chacun des calculs, donc si globalement on a moins consommé d'un certain isotope, c'est qu'il y a un autre isotope qui a compensé cet effet en brûlant plus. Il faut pondérer cette remarque par le fait que certains noyaux lourds ne sont pas uniquement consommés, à la différence de l'Uranium-235, mais peuvent aussi être créés à partir d'absorptions neutroniques et de désintégrations β , comme le Plutonium-239.

4.5.3 Récapitulatif des mécanismes de différences sur les sections efficaces macroscopiques

Les quatre origines de différences sur les sections efficaces entre le calcul de regroupement et le calcul en milieu infini sont :

- **Effet d'homogénéisation** : Influence géométrique sur le flux de pondération.
- **Effet de condensation** : Influence spectrale sur le flux de pondération.
- **Effet d'auto-protection** : Influence sur les sections efficaces microscopiques.
- **Effet d'évolution** : Influence sur les concentrations isotopiques.

Après avoir traité cette comparaison entre le calcul de référence afin d'avoir une idée de l'effet physique de l'environnement sur les paramètres physiques de assemblages, nous allons voir l'erreur que l'on fait, par rapport au schéma de référence, si on prend en compte, ou non, certains effets de l'environnement dans des schémas de calcul se rapprochant de ceux de calculs de cœur de réacteurs.

CHAPITRE 5

VERS UN SCHÉMA DE CALCUL INDUSTRIEL

Après la comparaison assez académique du chapitre 4, qui avait pour but de mettre en évidence les effets physiques de l'environnement, nous voulons avoir une vision plus industrielle du problème de l'environnement hétérogène, en comparant notre schéma de référence à des schémas s'inspirant des techniques de code de cœur décrits au chapitre 2. L'objectif est de chiffrer les erreurs que l'on commet en utilisant telle ou telle option de calcul, en prenant en compte ou non l'environnement, et, idéalement, de proposer des solutions pour traiter la problématique de l'environnement dans un schéma de calcul de cœur de réacteur.

Notons que nous comparerons toujours les résultats d'un schéma de calcul simplifié avec le schéma de calcul de référence que nous avons décrit au chapitre 2. Toutes les différences relatives que nous présenterons, sur un certain paramètre, une section efficace macroscopique Σ par exemple, seront donc données en fonction de la relation suivante :

$$\Delta\Sigma = \frac{\Sigma(\text{Schéma de calcul}) - \Sigma(\text{Référence})}{\Sigma(\text{Référence})} \quad (5.1)$$

5.1 Schéma d'évolution microscopique

On désire ici s'approcher d'un schéma d'évolution microscopique décrit dans la section 2.2.3, c'est-à-dire calculer finement le flux et l'évolution dans le regroupement, mais interpoler les sections efficaces microscopiques dans des bibliothèques d'interpolation calculées en milieu infini, en fonction du burnup.

5.1.1 Principe général du schéma

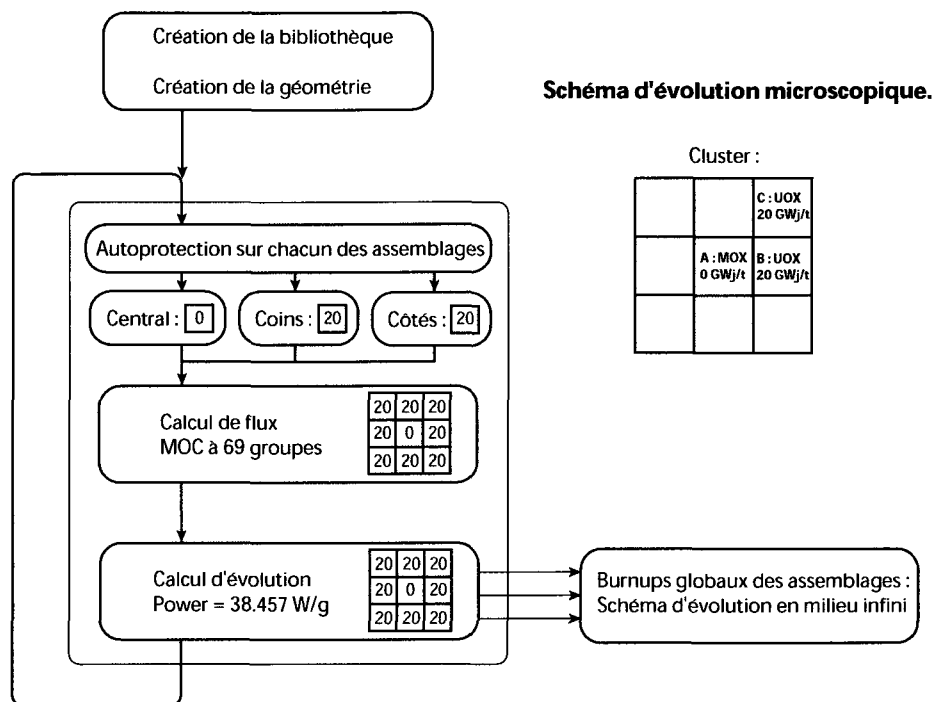


Figure 5.1 Schéma de calcul d'évolution microscopique.

Il convient de comparer le schéma 5.1 avec le schéma de calcul de référence à la figure 4.1. On peut alors voir que la seule différence entre les deux schémas d'évolution est la manière avec laquelle on effectue le calcul d'auto-protection. Dans le calcul de référence, il est effectué sur le regroupement, alors que dans le schéma microscopique, il est effectué sur chacun des assemblages en milieu infini. C'est la technique que nous avons utilisé sous DRAGON pour "interpoler" les sections efficaces microscopiques calculées en milieu infini au bon burnup, puisque les sections efficaces microscopiques sont évaluées lors du calcul d'auto-protection.

La différence fondamentale réside donc dans le fait que les estimés des taux de réaction ne seront pas les mêmes entre les deux calculs, puisque dans un cas l'environnement hétérogène est pris en compte, ce qui est réaliste, et dans l'autre on amène une simplifica-

tion qui ignore l'influence des assemblages environnants sur le calcul d'auto-protection.

Les résultats de ce schéma d'évolution microscopique nous permettront de quantifier l'impact de la prise en compte de l'environnement dans l'auto-protection, et donc son influence sur les sections efficaces macroscopiques homogénéisées et condensées, comme nous en avons discuté au chapitre 4.5.

5.1.2 Comparaison avec le schéma de calcul de référence

5.1.2.1 Influence sur le burnup local des assemblages

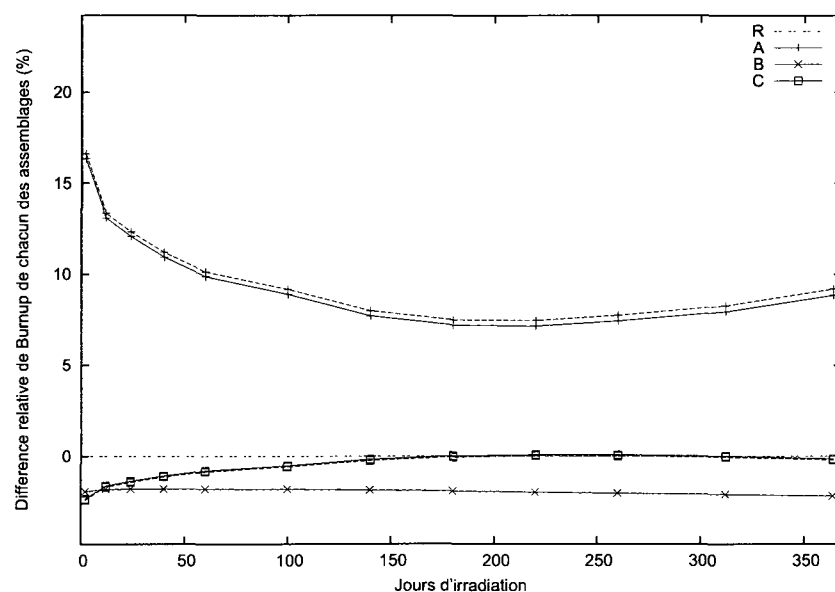


Figure 5.2 Différence relative sur le burnup local des assemblages de M1 pour le schéma microscopique (en vert) et le schéma de référence (en rouge).

Nous effectuons ici la même comparaison que celle au chapitre 4 sur les pas de burnups locaux de chacun des assemblages par rapport aux pas de burnups du regroupement, selon la formule :

$$\Delta(\Delta B) = \frac{\Delta B^A - \Delta B^R}{\Delta B^R} \quad (5.2)$$

On peut voir à la figure 5.2 qu'il n'y a qu'une très faible différence sur les pas de burnups locaux de chacun des assemblages entre le schéma de référence, en rouge, et le schéma d'évolution microscopique, en vert : au niveau des assemblages d'UOX, les courbes sont confondues, et au niveau de l'assemblage de MOX, il y a une légère surestimation des pas de burnups, ce que l'on peut expliquer par les taux de fission légèrement supérieurs dans l'assemblage de MOX, que l'on peut observer à la figure 5.3, que ce soit à $t = 0$ ou après un an d'évolution du regroupement.

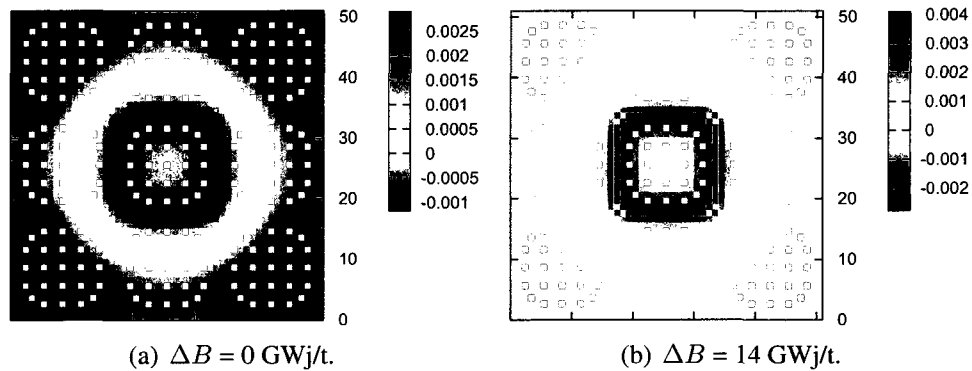


Figure 5.3 Carte des différences relatives sur le taux de fission condensé pour le regroupement M1 pour le schéma d'évolution microscopique.

On peut noter tout d'abord qu'étant donné que le taux de fission total homogénéisé est fixé constant dans DRAGON, si on surestime le taux de fission dans une zone (ici dans l'assemblage de MOX central), il est obligatoire qu'il soit sous-estimé dans une autre zone (ici à la périphérie) afin que la somme de tous ces taux de fission soit constante. D'autre part, il est important de retenir l'ordre de grandeur des différences sur les taux de

fission : au maximum, après un an d'évolution, de 0.5%, ce qui sera à comparer ensuite avec le schéma d'évolution macroscopique. Enfin, même si le lien entre la figure 5.3 et la figure 5.2 est clair et direct, il est beaucoup moins aisé d'expliquer comment la non prise en compte de l'environnement lors de l'étape d'auto-protection mène à la figure 5.3. C'est un phénomène complexe, que nous n'essayerons pas de prédire ou d'explicitier.

5.1.2.2 Influence sur les sections efficaces macroscopiques et les concentrations isotopiques

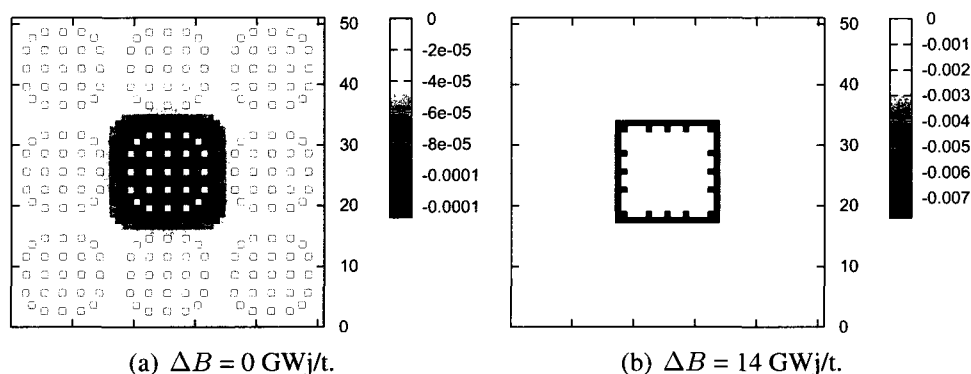


Figure 5.4 Carte des différences relatives sur les sections efficaces de fission thermiques pour le regroupement M1 pour le schéma d'évolution microscopique.

Encore une fois, nous n'allons pas essayer d'expliquer pourquoi le schéma d'évolution microscopique surestime ou sous-estime tel ou tel paramètre, parce qu'il est difficile d'appréhender l'influence de l'environnement dans l'auto-protection, à cause d'effets fortement non linéaires. On comprend bien que prendre en compte ou non l'environnement changera les flux de structures fines utilisés pour le calcul des sections efficaces microscopiques auto-protégées, lors de l'étape de condensation, mais il est difficile d'en dire plus et de prédire dans quel sens ce changement se produira.

Il est plus important ici de noter que cet effet est relativement faible, comme on peut

l'observer sur les figures 5.4 et 5.5, décrivant respectivement les différences sur la section efficace macroscopique de fission dans le spectre thermique, et les concentrations en Uranium-235 et en Plutonium-239 en fin de cycle. On voit que pour les sections efficaces, on a une erreur d'au maximum 0.7% en fin de cycle, et minuscule à $t = 0$. Ceci nous renseigne donc sur l'influence de l'environnement sur l'auto-protection et donc sur les sections efficaces microscopiques, comme nous l'avons décrit dans la section 4.5.

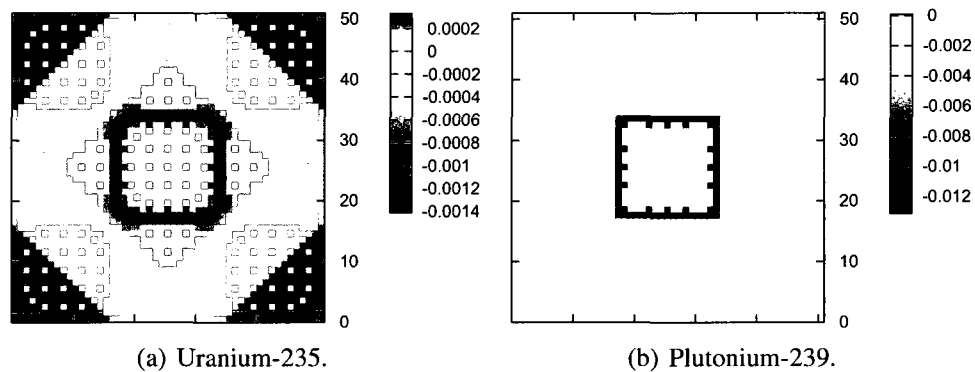


Figure 5.5 Carte des différences relatives sur les concentrations isotopiques pour le regroupement M1 pour le schéma d'évolution microscopique, avec $\Delta B = 14$ GWj/t.

On peut noter que les effets en fin de cycle sont concentrés sur les régions du MOX à faible et moyenne teneur en plutonium. Sur l'uranium-235, les différences sont faibles, en dessous de 0.2%, et sur le plutonium un peu plus importantes, jusqu'à 1.2%, le graphique donné à la figure 5.5(b) étant corrélable aux différences de sections efficaces à la figure 5.4(b).

5.1.3 Conclusion sur l'effet de l'environnement sur l'auto-protection

La conclusion de cette section est que l'environnement a un effet faible sur l'auto-protection, et que c'est un effet difficile à prédire.

5.2 Schéma d'évolution macroscopique

On désire ici s'approcher d'un schéma d'évolution macroscopique que nous avons décrit dans la section 2.2.2, ce qui consiste à interpoler en fonction du burnup les sections efficaces macroscopiques d'un assemblage dans des bibliothèques générées par des calculs en milieu infini.

5.2.1 Principe général du schéma

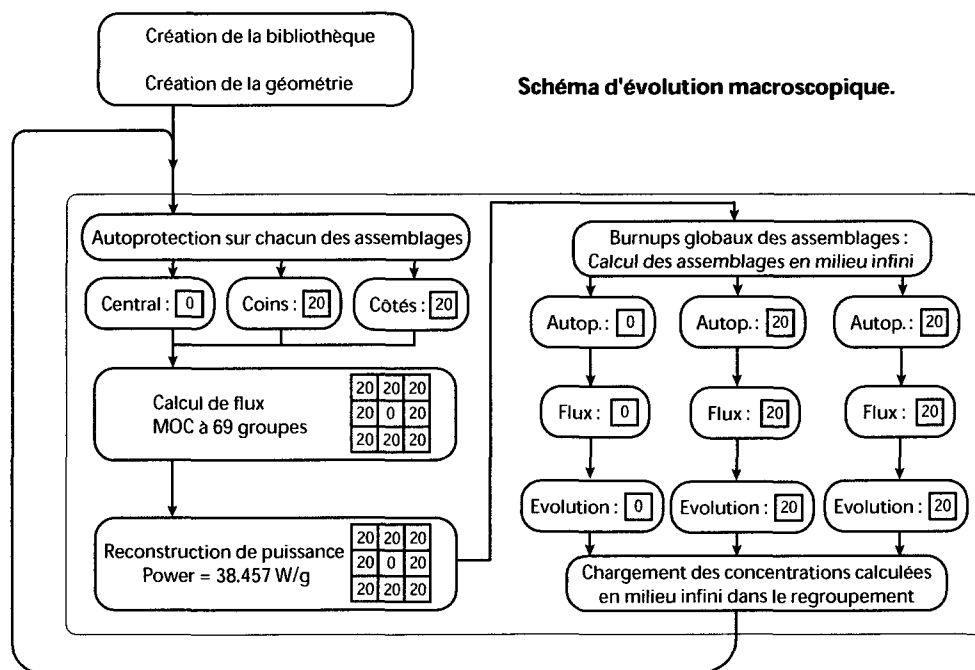


Figure 5.6 Schéma d'évolution macroscopique.

Il faut encore une fois comparer le schéma donné à la figure 5.6 avec les schéma de calcul de référence donné précédemment à la figure 4.1. On voit qu'une fois le flux calculé dans le regroupement d'assemblages, on normalise la puissance dans le regroupement, afin de connaître les burnups locaux de chacun des assemblages. On peut alors "interpoler" les

sections efficaces macroscopiques calculées en milieu infini. En réalité, nous n'avons pas créé de bibliothèques d'interpolation, nous faisons un calcul "à la volée" consistant à calculer en milieu infini, au cœur du calcul de regroupement, l'évolution de chacun des assemblages au bon pas de burnup ΔB , puis de charger les concentrations isotopiques dans le regroupement. Les sections efficaces microscopiques sont calculées comme dans le schéma d'évolution microscopique, en traitant l'auto-protection sur chacun des assemblages en milieu infini. Ainsi, nous aurons "interpolé" à la fois les concentrations isotopiques, et les sections efficaces microscopiques, donc, avec le produit des deux, les sections efficaces macroscopiques.

Ici, la différence majeure est que l'évolution du combustible se fait en milieu infini, et ne prend en compte l'environnement que dans le pas de burnup local à atteindre. Cette évolution du combustible sera donc diluée à tout l'assemblage, et perdra l'information sur l'environnement hétérogène.

Les résultats de ce schéma d'évolution nous permettront de voir l'impact d'un schéma d'évolution macroscopique sur l'évolution des concentrations isotopiques. Notons que nous ne sommes pas encore vraiment dans le cas d'un schéma de cœur, puisque nous traitons toujours en transport le calcul de flux sur le regroupement, avec la géométrie exacte, alors que dans un code de cœur nous traiterions ce problème avec des sections efficaces homogénéisées sur les cellules, et condensées à deux groupes, en diffusion. Ces conditions sont des approximations supplémentaires à notre schéma de calcul, et nous décidons de l'étudier afin de discriminer les différents effets d'un code de cœur.

5.2.2 Le schéma d'évolution macroscopique MEF

On peut introduire une subtilité au schéma d'évolution macroscopique que nous venons de décrire. Elle consiste à utiliser l'idée suivante : plutôt que de calculer les bibliothèques

d'interpolation pour le MOX en milieu infini, on pourrait les calculer en environnement homogène d'UOX à un certain burnup, afin de mieux traduire les interfaces MOX / UOX.

On a donc un schéma de calcul alternatif, appelé schéma macroscopique MEF (pour MOX en Environnement Figé d'UOX) dans lequel au lieu de calculer les assemblages de MOX en milieu infini, on les calcule en environnement homogène d'UOX à 20 GWj/t, non évoluant. Cela nous permettra idéalement de mieux traiter l'isotopie et les sections efficaces macroscopiques sur les dernières rangées de crayons de MOX en contact avec de l'UOX, mais détériorera à priori les résultats sur les interfaces MOX / MOX, en comparaison avec le schéma de calcul de référence.

Nous allons montrer tous les résultats sur les différents paramètres, à la fois sur le schéma macroscopique et sur le schéma macroscopique MEF.

5.2.3 Comparaison avec le schéma de calcul de référence

5.2.3.1 Influence sur le burnup local des assemblages

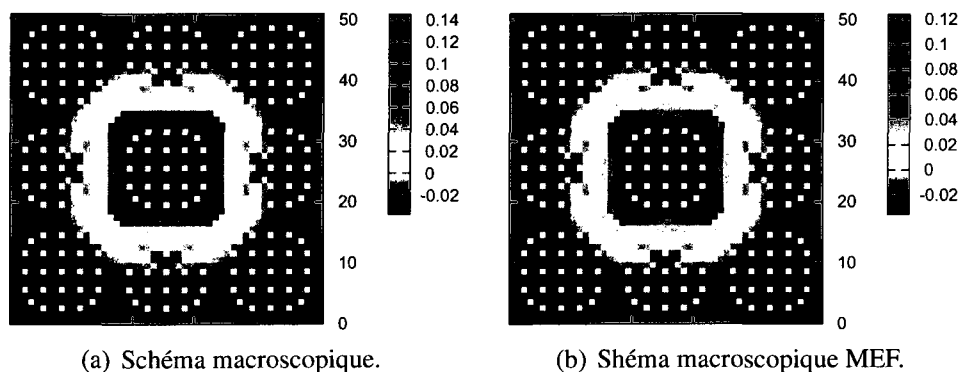


Figure 5.7 Carte des différences relatives sur le taux de fission condensé pour le regroupement M1 pour les schémas d'évolution macroscopiques, avec $\Delta B = 14$ GWj/t.

La figure 5.7 nous montre les différences après un cycle sur les taux de fissions condensés entre les schémas macroscopiques et le schéma de référence. Si on compare ces différences à celles que nous avons observées sur le schéma d'évolution microscopique, on constate que ce n'est pas le même ordre de grandeur : plus de 12% de différence ici, contre 0.4% précédemment. L'assemblage central de MOX ayant un taux de fission bien supérieur, on retrouve dans la figure 5.8 des pas de burnups plus importants pour cet assemblage, au détriment des assemblages d'UOX de coin qui brûlent aussi lentement que les assemblages d'UOX de côté (-2% environ).

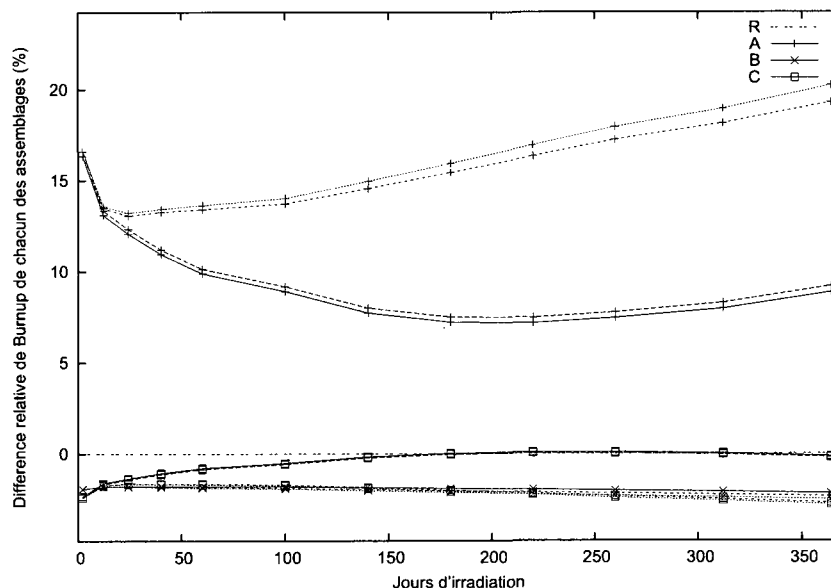


Figure 5.8 Différence relative sur le burnup local des assemblages de M1 pour le schéma macroscopique (en bleu), le schéma macroscopique MEF (en rose), le schéma microscopique (en vert) et le schéma de référence (en rouge).

Il y a donc une grande différence au niveau du calcul des pas de burnups entre les schémas macroscopiques d'une part, et les schémas de référence et microscopique d'autre part. Dans les schémas macroscopiques, les pas de burnups sont la seule chose qui prenne en compte l'environnement réel lors de l'étape d'évolution en milieu infini ou en environnement figé ; l'évolution des isotopes est alors diluée sur tout l'assemblage, sans

prendre en compte les spécificités du flux en environnement (par exemple, un flux plus rapide pour les UOX juxtaposés à du MOX). C'est pourquoi cette étude se rapproche au niveau des ordres de grandeur à la comparaison que nous avons menée au chapitre 4 entre le schéma de calcul de référence et les calculs en milieu infini.

Je pense que la différence que l'on observe entre les différents schémas est due à la différence du traitement des interfaces : dans les schémas microscopique et de référence, l'évolution des interfaces prend en compte l'environnement, et cela tend à atténuer l'effet de l'environnement sur les pas de burnup, tandis que pour les schémas macroscopiques l'évolution est diluée sur tout l'assemblage, et les effets spectraux d'environnement ne s'atténuent pas.

5.2.3.2 Influence sur les sections efficaces macroscopiques et les concentrations isotopiques

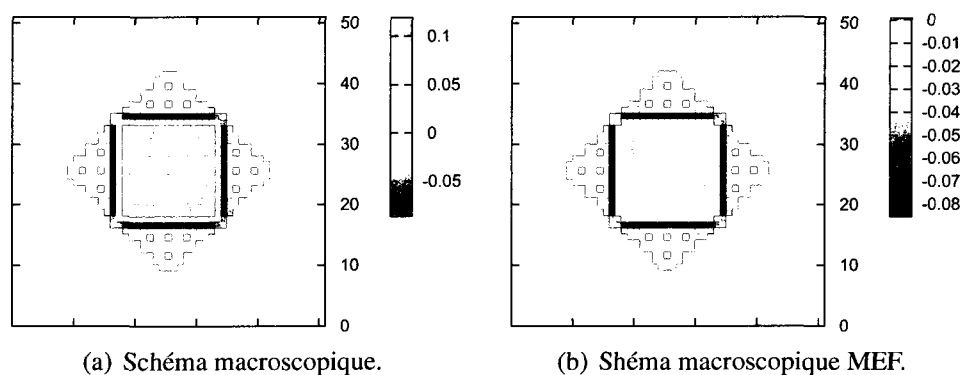


Figure 5.9 Carte des différences relatives sur les sections efficaces de fission thermiques pour le regroupement M1 pour les schémas d'évolution macroscopiques, avec $\Delta B = 14$ GWj/t.

Nous détaillons ici les résultats des deux schémas d'évolution macroscopiques sur les sections efficaces et l'isotopie. En examinant la figure 5.9(a), on note que l'ordre de

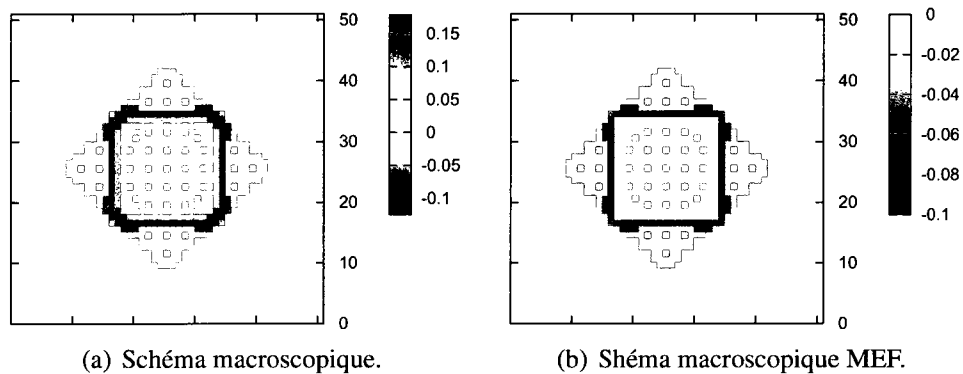


Figure 5.10 Carte des différences relatives sur les concentrations isotopiques du Plutonium-239 pour le regroupement M1 pour les schémas d'évolution macroscopiques, avec $\Delta B = 14$ GWj/t.

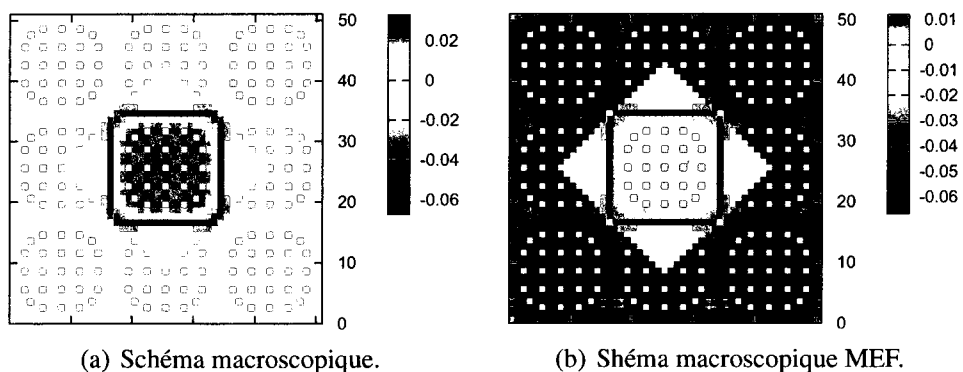


Figure 5.11 Carte des différences relatives sur les concentrations isotopiques de l'Uranium-235 pour le regroupement M1 pour les schémas d'évolution macroscopiques, avec $\Delta B = 14$ GWj/t.

grandeur des différences relatives est comparable avec ce que l'on avait obtenu lors de la comparaison entre le schéma de référence et les calculs des assemblages en milieu infini à la section 4.5 : environ 10% sur le MOX, et plus de 5% sur l'UOX. On peut voir que l'erreur sur le MOX est très largement réduite, en dessous de 0.5%, dans le schéma macroscopique MEF, à la figure 5.9(b) sur l'exemple des sections efficaces de fission dans le spectre thermique avec $\Delta B = 14 \text{ GWj/t}$. Cette amélioration des résultats est due à la meilleure évaluation des concentrations isotopiques lorsque l'on calcule le MOX en environnement d'UOX figé plutôt qu'en milieu infini.

En effet, si l'on regarde les figures 5.10 et 5.11, on s'aperçoit que l'on gagne 15% de précision de calcul sur le plutonium-239, et que l'on calcule également mieux l'uranium-235. On constate donc ici que le schéma macroscopique MEF, où le MOX est calculé dans un environnement d'UOX figé, donne de bien meilleurs résultats que le schéma macroscopique où le MOX est calculé en milieu infini. Il faut néanmoins modérer cette conclusion par plusieurs remarques :

- D'une part, l'environnement figé choisi pour le schéma macroscopique MEF, de l'UOX à 20 GWj/t est particulièrement bien adapté à l'étude du regroupement M1, qui présente un environnement d'UOX à 20 GWj/t, évoluant, pour le MOX. On se trompe donc très peu sur les concentrations isotopiques pour le MOX par rapport au calcul de référence. On aurait eu des erreurs un peu plus grandes si le MOX était en environnement d'UOX neuf par exemple.
- On constate également que si on améliore les résultats sur le MOX (ce qui est une bonne chose, les erreurs étaient les plus grandes sur l'assemblage de MOX, entre le schéma macroscopique et le schéma de référence), on a toujours des erreurs importantes sur les assemblages d'UOX, que l'on ne corrige absolument pas, puisqu'on les calcule toujours en milieu infini, et qu'ils ne dépendent de l'environnement que via le burnup local des assemblages. Or ce burnup local n'est que très légèrement influencé par le fait que l'on calcule différemment l'assemblage de MOX, comme on peut le

voir à la figure 5.8, où les courbes correspondant aux deux schémas macroscopiques sont très proches.

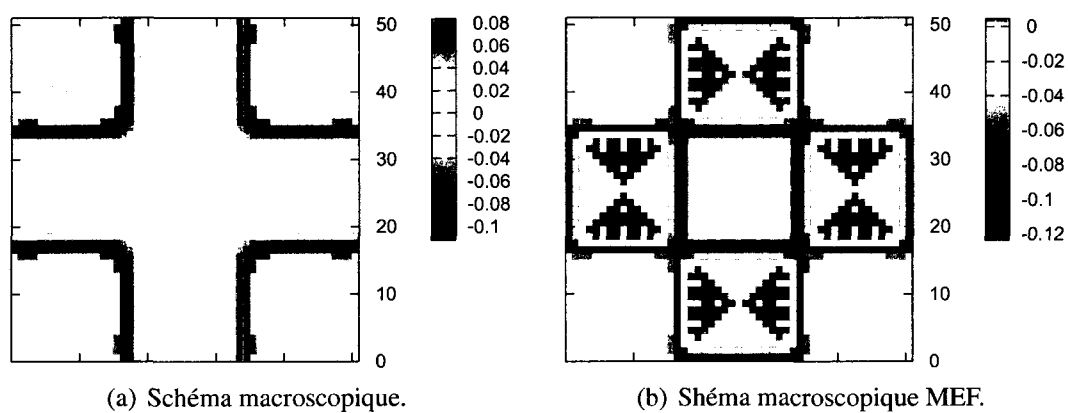
- Enfin, nous n'avons dans notre regroupement M1 que des interfaces MOX / UOX pour le MOX, et on n'a pas traité le problème des interfaces MOX / MOX où normalement le calcul en milieu infini est plus pertinent qu'un calcul en environnement d'UOX. Il nous faut donc étudier d'autres regroupements pour répondre à cette problématique, ce qui est l'objet de la section suivante.

5.2.3.3 Le problème des interfaces MOX / MOX.

On va s'intéresser ici aux possibles interfaces MOX / MOX dans un cœur de réacteur, qui dégradent les bons résultats du schéma macroscopique MEF sur les interfaces MOX / UOX. Pour cela, on va étudier deux regroupements présentant des assemblages de MOX juxtaposés, les regroupements M3 et M5 dont les descriptions sont données à l'annexe I.

Le regroupement M3 présente un schéma de MOX en forme de croix, configuration qui serait tout à fait possible dans un cœur. Sa représentation est donnée à la figure 5.12(c). La figure 5.12 montre alors les différences sur les sections efficaces macroscopiques de fission dans le spectre thermique. On peut noter sur la figure 5.12(a) les erreurs classiques de l'ordre de 10% sur les interfaces MOX / UOX, et les interfaces MOX / MOX bien traitées puisqu'alors le MOX est calculé en milieu infini. Par contre, le schéma macroscopique MEF améliore toujours du côté du MOX les interfaces, mais détériore les résultats sur les frontières MOX / MOX, ce que l'on peut remarquer à la figure 5.12(b). On a alors des erreurs conséquentes de sous-estimation des sections efficaces macroscopiques de fission, de l'ordre de 10%.

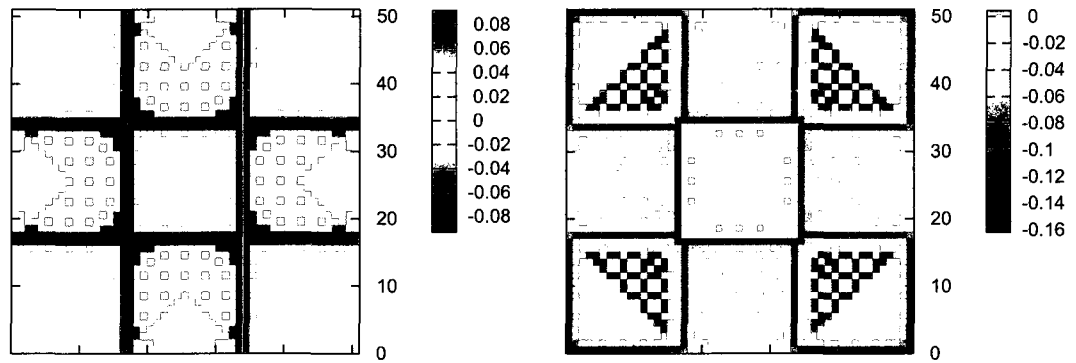
Le regroupement M5 schématisé à la figure 5.13(c) présente un regroupement de MOX en forme de carré 2×2 grâce aux conditions de réflexion. Cette configuration est éga-



C : UOX 20 GWj/t	B : MOX 30 GWj/t	C : UOX 20 GWj/t
B : MOX 30 GWj/t	A : MOX 10 GWj/t	B : MOX 30 GWj/t
C : UOX 20 GWj/t	B : MOX 30 GWj/t	C : UOX 20 GWj/t

(c) Regroupement M3.

Figure 5.12 Carte des différences relatives sur les sections efficaces de fission thermiques pour le regroupement M3 pour les schémas d'évolution macroscopiques, avec $\Delta B = 14$ GWj/t.



(a) Schéma macroscopique.

(b) Shéma macroscopique MEF.

C : MOX 20 GWj/t	B : UOX 20 GWj/t	C : MOX 20 GWj/t
B : UOX 20 GWj/t	A : MOX 20 GWj/t	B : UOX 20 GWj/t
C : MOX 20 GWj/t	B : UOX 20 GWj/t	C : MOX 20 GWj/t

(c) Regroupement M5.

Figure 5.13 Carte des différences relatives sur les sections efficaces de fission thermiques pour le regroupement M5 pour les schémas d'évolution macroscopiques, avec $\Delta B = 14$ GWj/t.

lement tout à fait possible dans un cœur de réacteur. On remarque à la figure 5.13(a) les erreurs classiques par rapport au schéma de référence sur les interfaces MOX / UOX, et l'on constate encore une fois à la figure 5.13(b) un meilleur calcul de ces interfaces hétérogènes, mais au détriment des frontières de MOX homogènes.

Il faut formuler ici une remarque sur les différentes interfaces. Chaque assemblage comporte quatre faces, et donc autant de possibilités d'avoir un environnement hétérogène. Il faut alors regarder combien de faces on améliore avec tel ou tel schéma, et combien de faces on dégrade. Un regroupement d'assemblages comporte $9 \times 4 = 36$ faces différentes. Le tableau 5.1 récapitule le problème, et montre que calculer le MOX en milieu infini améliore deux faces sur les interfaces MOX / MOX, alors que calculer le MOX en environnement d'UOX n'en améliore qu'une sur les interfaces MOX / UOX, en prenant en compte les réflexions aux frontières des regroupements.

Tableau 5.1 Traitement des interfaces avec le schéma macroscopique MEF.

	M1	M3	M5
Interfaces MOX / UOX	4	8	12
Interfaces MOX / MOX	0	8	8
Faces d'assemblage MOX améliorées / détériorées par le schéma MEF	4 / 0	8 / 12	12 / 8

5.2.4 Conclusion sur l'effet de l'environnement sur l'évolution

On a vu dans cette section que l'effet de l'environnement sur l'évolution était très fort, et que les erreurs sur le schéma d'évolution macroscopique étaient de l'ordre de grandeur de celles observées sur les calculs d'assemblage en milieu infini, étant donné que seul le burnup local des assemblages prend en compte l'environnement. L'intérêt de calculer le MOX en environnement figé pour les interfaces MOX / UOX est relativisé par la détérioration des interfaces MOX / MOX.

5.3 Propositions pour prendre en compte l'environnement dans un schéma de calcul de cœur

Comme nous l'avons vu au fil de la description de tous nos schémas d'étude, la prise en compte ou non de l'environnement implique des différences notables sur des valeurs locales sur les assemblages, maximisées sur les dernières rangées de crayon. On peut alors se demander comment on pourrait traiter ce problème dans le cadre d'un code de cœur. Diverses propositions vont suivre, et on présente pour chacune d'entre elles leurs avantages et leurs inconvénients. Les quatre premières suggestions traitent principalement du problème des interfaces MOX / UOX, tandis que la dernière est indépendante et concerne le problème des gradients de burnups.

5.3.1 Ne pas prendre en compte l'environnement

Principe : On décide de ne pas prendre en compte l'environnement, et donc de constituer les bibliothèques d'interpolation uniquement à partir de calculs en milieu infini.

Avantages :

- Simplifie à l'extrême le problème : on fait comme avant.

Inconvénients :

- Ne prend pas en compte l'environnement.
- Engendre des erreurs locales très importantes.

Conclusion : C'est la solution de facilité, à envisager si l'environnement s'avère trop complexe à prendre en compte. Après tout, même si la non-prise en compte de l'environnement dégrade les résultats locaux, les paramètres globaux de l'assemblage ne semblent pas présenter de grandes différences.

5.3.2 Faire des bibliothèques d'interpolation avec un type d'environnement spécifique

Principe : Comme on l'a fait pour le MOX avec un environnement d'UOX à 20 GWj/t dans le schéma macroscopique MEF, on calcule certains assemblages en environnement figé uniforme choisi à l'avance, plutôt qu'en milieu infini, pour les bibliothèques d'interpolation.

Avantages :

- Améliorera les résultats locaux sur certains types d'interfaces (MOX / UOX par exemple)
- Ne complique pas beaucoup le schéma de calcul (on remplace le calcul milieu infini par un calcul un peu plus long en environnement)

Inconvénients :

- Dégradera les résultats locaux sur les types d'interfaces ignorés (MOX / MOX par exemple dans le schéma d'évolution MEF).

Conclusion : Pour envisager cette solution, il faut étudier le nombre d'interfaces que l'on va améliorer par rapport au nombre d'interfaces que l'on va dégrader. Par exemple, dans un cœur de REP, les assemblages de MOX seront peut-être moins nombreux que les assemblages d'UOX, mais seront très certainement regroupés. Mais normalement, à part si on dépasse des regroupements carrés 4×4 d'assemblages de MOX, il y aura plus ou autant d'interfaces MOX / UOX que d'interfaces MOX / MOX. Mais il faut noter qu'un calcul milieu infini améliorera les deux assemblages participant à une interface MOX / MOX, tandis qu'un calcul type MEF avec le MOX calculé en environnement figé d'UOX n'améliorera que l'assemblage de MOX d'une interface MOX / UOX, et pas l'UOX. Il faut également examiner si les résultats sont toujours conservatifs vis à vis du facteur de point chaud, et que l'on ne risque pas d'avoir des pénalités au niveau des autorités de sûreté à ce niveau. Tous ces paramètres doivent être pris en compte pour voir si le calcul du MOX en environnement d'UOX est préférable au calcul en milieu infini.

5.3.3 Faire des bibliothèques d'interpolation avec différents environnements

Principe : On pourrait calculer les bibliothèques d'interpolation selon un paramètre de plus : l'environnement global de l'assemblage dans le cœur. Si dans le plan de rechargement, un assemblage de MOX est uniquement entouré par des MOX, alors on interpolera à partir d'un calcul milieu infini, s'il est en contact avec trois UOX et un MOX, on préférera lui assigner un environnement global d'UOX, et interpoler à partir d'un calcul effectué en environnement figé d'UOX.

Avantages :

- Permet de prendre en compte assez finement l'environnement.
- Améliore sensiblement la précision sur les paramètres locaux par rapport à la suggestion précédente.

Inconvénients :

- Alourdit le schéma de calcul en doublant (deux environnements différents) les calculs de bibliothèques et la taille de ces bibliothèques d'interpolation.
- N'affranchit pas du problème de certaines interfaces qui seraient dégradées, et du problème de conservativité des résultats.

Conclusion : Pour envisager cette solution, il faut étudier sa faisabilité. Dans quelle mesure peut on déterminer l'environnement global d'un assemblage en cœur ? Que faire lorsqu'il y a deux interfaces d'un type et deux interfaces d'un autre type ? Quel serait le surcoût en temps de calcul, et en stockage des données de bibliothèques ? Néanmoins, cette suggestion serait préférable à mon sens aux deux précédentes, qui ne faisaient qu'ignorer ou déplacer le problème. Ici, on a la possibilité de pouvoir traiter une partie du problème, sans trop alourdir les schémas de calcul.

5.3.4 Faire des bibliothèques d'interpolation quart d'assemblage

Principe : On pourrait découper un assemblage en quartiers triangulaires, chacun faisant face à une interface. On interpolerait alors ce quart d'assemblage en fonction de l'assemblage qui lui est juxtaposé. Plusieurs niveaux d'approximation sont alors possibles : on peut prendre en compte juste le type de l'assemblage (MOX ou UOX) ou bien également le burnup, ou, pour encore plus de précisions, d'autres paramètres de contre réaction, même si une étude serait nécessaire pour discerner leur impact au niveau de la problématique de l'environnement.

Avantages :

- Prend en compte de manière très fine l'environnement.
- Améliore considérablement sur toutes les interfaces la précision des paramètres locaux.

Inconvénients :

- Selon le degré d'approximation (juste le type d'assemblage, ou son burnup, ou autres...) on complexifie d'autant le problème, et on augmente d'autant l'espace de stockage des données pour les bibliothèques d'interpolation.
- Pose des problèmes théoriques aux interfaces entre les quarts d'assemblage : comment les prendre en compte ? Moyenner les paramètres ? Comment faire pour la reconstruction de puissance ?

Conclusion : Il faut là encore étudier la faisabilité d'une telle solution, notamment au niveau des contraintes théoriques sur la reconstruction de puissance. De plus, le surcoût en temps de calcul pour la génération des bibliothèques d'interpolation, et le surcoût de stockage des données pourraient très bien ne pas convenir à l'utilisation que l'on prévoit pour le schéma de code de cœur. En effet, les conditions d'exploitation peuvent exiger la constitution d'une nouvelle bibliothèque d'interpolation en un certain temps, moins de huit heures par exemple, ce qui peut être beaucoup si l'on a que les paramètres de

contre-réaction classiques à étudier, et ce qui peut être peu si on y rajoute des degrés de liberté sur l'environnement par quart d'assemblage. Cette solution semble donc assez complexe à mettre en jeu, même si elle permettrait de prendre en compte assez précisément l'environnement.

5.3.5 Prise en compte des gradients de burnups en interpolant selon un burnup moyen de l'environnement

Principe : Nous avons expliqué que le problème des gradients de burnups dans un cœur de réacteur hétérogène était moins important que celui des interfaces MOX / UOX, à cause de la volonté d'avoir une nappe de puissance assez plate. Néanmoins, on pourrait vouloir traiter ce problème pour affiner les résultats. On pourrait penser à la solution suivante : on constitue nos bibliothèques d'interpolation suivant un paramètre supplémentaire, le burnup moyen de l'environnement. Pour cela, on calculerait pour la constitution de ces bibliothèques d'interpolation les assemblages en environnement figé neuf, moyennement usés ou vieux, ce qui nous permettrait d'interpoler selon le paramètre de burnup moyen de l'environnement.

Avantages :

- Prend en compte de manière fine les effets de l'environnement dus aux gradients de burnup.
- Améliore sur toutes les interfaces la précision des paramètres locaux.

Inconvénients :

- Triple l'espace de stockage des données pour les bibliothèques d'interpolation.
- Ce n'est pas une priorité dans l'ordre des effets de l'environnement hétérogène.

Conclusion : Cette suggestion est ici placée à la fin, parce qu'indépendante des autres et de portée moins limitée, puisque les gradients de burnups dans un calcul de cœur

causeront peu d'écarts à la réalité. Il faudrait tester sur certains regroupements (U3, U4, M4, M7 et M8 dans l'annexe I, qui présentent de forts gradients de burnup, mais qui sont des configurations improbables en cœur de réacteur) l'amélioration apportée par un schéma de calcul de type macroscopique MEF interpolant également en fonction du burnup moyen de l'environnement, et voir si l'amélioration est significative, et ensuite tester ce schéma avec des gradients plus faibles, et voir si l'amélioration est négligeable. Cependant, l'ordre des priorités me pousserait d'abord à examiner les suggestions précédentes.

CONCLUSION

À partir d'un schéma de calcul de référence en transport sous DRAGON d'un regroupement de 3×3 assemblages REP en évolution que nous avons comparé à d'autres schémas de calculs, évolution en milieu infini des assemblages, évolution microscopique ou macroscopique, nous avons expliqué et quantifié l'impact de l'environnement hétérogène sur différents paramètres d'assemblages REP, tels que les sections efficaces macroscopiques, l'isotopie ou le burnup local des assemblages. Nous nous sommes donc focalisé sur des problèmes de bilan matière. Nous sommes parvenus aux conclusions générales suivantes :

- Tout d'abord, pour un cœur de REP, les environnements hétérogènes ayant le plus d'importance sont les interfaces MOX / UOX. Les gradients de burnups sont assez limités dans un cœur de réacteur puisque l'on cherche à avoir une nappe de puissance assez plate, ce qui implique que leur impact sur les assemblages est très faible. Les interfaces MOX / UOX sont donc le principal problème d'environnement à considérer.
- Ensuite, l'environnement est une notion extrêmement locale, et n'a de l'effet que dans les toutes dernières rangées de crayons d'un assemblage. On peut donc observer des différences importantes sur ces crayons entre le schéma de référence et d'autres schémas de calculs, mais si l'on homogénéise les données à l'assemblage entier, les erreurs seront lissées et bien moins grandes.
- Enfin, on a particulièrement étudié l'effet de l'environnement sur les sections efficaces macroscopiques, puisque ce sont les données qui sont généralement interpolées à partir de bibliothèques pour des calculs de cœur en diffusion. On en a conclu que le flux calculé en environnement ou non influençait grandement les sections efficaces lors de l'homogénéisation et de la condensation. L'auto-protection semble quand à elle peu affectée par la prise en compte de l'environnement, et enfin l'évolution des isotopes fait dériver les sections efficaces macroscopiques selon l'hypothèse de calcul,

à cause des différences de spectre principalement entre un calcul en environnement et un calcul en milieu infini.

Pour la prise en compte de l'environnement dans un schéma de calcul de cœur, nous avons proposé différentes suggestions dont je pense que la plus prometteuse est la troisième, qui évalue globalement pour un assemblage le type d'environnement l'entourant, et qui interpole en conséquence ses sections efficaces macroscopiques.

De futurs travaux pourraient être menés sur ce sujet afin d'apporter d'autres solutions au problème de la modélisation de l'environnement hétérogène dans un schéma de calcul de cœur :

- Tout d'abord, on pourrait tester d'autres paramètres sur notre schéma de calcul, la bibliothèque de section efficace notamment. En effet, on peut considérer qu'une bibliothèque à 69 groupes d'énergie est insuffisante pour traiter les dépendances énergétiques, notamment au niveau de l'auto-protection. On pourrait avoir des résultats absolus plus précis, même si les résultats relatifs (comparaisons entre deux schémas de calcul) devraient peu changer. On pourrait également regarder l'influence de l'environnement sur des paramètres plus "industriels" tels que la réactivité ou la longueur de campagne.
- Ensuite, il faudrait pouvoir évaluer les suggestions proposées pour la prise en compte de l'environnement dans un code de calcul de cœur, en priorité sur les interfaces MOX / UOX (les quatre premières suggestions) et ensuite sur les gradients de burnup (cinquième proposition). Il faudrait pour cela s'intéresser à la conservativité des résultats, aux contraintes de temps de calcul et de stockage des données, et enfin à la pertinence des suggestions quant à des notions théoriques, telles que la reconstruction de puissance. On pourrait également créer des schémas de calculs supplémentaires sous DRAGON, on avait déjà grosso modo le schéma macroscopique pour la première suggestion et le schéma macroscopique MEF pour la seconde.

- Nous avons un schéma de calcul de référence de regroupement évoluant, et déjà quelques schémas de calculs s'approchant d'un schéma de calcul de cœur. Mais on pourrait aller beaucoup plus loin dans les comparaisons, en ne faisant plus des calculs sur la géométrie exacte du cluster mais sur des données homogénéisées crayon par crayon ou assemblage par assemblage, et condensées à 2 groupes d'énergie, avec un opérateur de transport ou, ensuite, de diffusion. En gardant toujours les mêmes options de calcul qu'avec le schéma de référence, on aurait alors des comparaisons avec ce qui s'approche de plus en plus près d'un schéma de calcul de cœur. D'autres problèmes interviendraient certainement dans l'étude : la normalisation des sections efficaces grâce à des équivalences transport-transport ou transport-diffusion, la reconstruction de puissance, l'utilisation de l'opérateur transport sur un nombre réduit de groupes d'énergie...
- Il serait enfin intéressant de comparer les résultats relatifs que nous avons obtenu avec le code de réseau DRAGON avec un autre schéma de calcul comme APPOLO II par exemple, afin de confirmer la pertinence de nos résultats. Comparer les résultats absolus est plus dur, il faudrait une totale adéquation entre les schémas de calcul sous les deux logiciels, et faire une sorte de benchmark pour les calculs de regroupement en évolution. Mais comparer les différences relatives entre deux schémas de calcul sur deux codes de réseau différents devrait être plus facile.

RÉFÉRENCES

- [Askew, 1972] Askew, J. R. (1972). *A Characteristics Formulation of the Neutron Transport Equation in Complicated Geometries*. Technical Report AEEW-M 1108, Atomic Energy Establishment, Winfrith, United Kingdom.
- [Askew et al., 1966] Askew, J. R., Fayers, F. J., & Kemshell, P. B. (1966). A General Description of the Lattice Code WIMS. *J. Brit. Nucl. Energy Soc.*, 5, 564.
- [Bell & Glasstone, 1982] Bell, G. I. & Glasstone, S. (1982). *Nuclear Reactor Theory*. Malabar : Robert E. Krieger Publishing Company.
- [Donnelly, 1986] Donnelly, J. V. (1986). *WIMS-CRNL, A User's Manual for the Chalk River Version of WIMS*. Technical Report AECL-8955, Atomic Energy of Canada Limited.
- [Girardi, 2008] Girardi, E. (2008). *Communication privée*. Technical report, EDF/R&D.
- [Goldstein & Cohen, 1962] Goldstein, R. & Cohen, E. (1962). *Nucl. Sci. Eng.*, 13, 132.
- [Hébert, 1981] Hébert, A. (1981). *Développement de la méthode SPH : Homogénéisation de cellules dans un réseau non uniforme et calcul des paramètres de réflecteur*. Technical Report CEA-N-2209, Commissariat à l'énergie Atomique.
- [Hébert, 2004] Hébert, A. (2004). Revisiting the Stamm'ler Self-Shielding Method. In *25th Annual Canadian Nuclear Society Conference* Toronto. (Proceedings available on CD-Rom).
- [Hébert, 2007] Hébert, A. (2007). *Applied Reactor Physics*. Technical Report IGE-281 Rev. 2, École Polytechnique de Montréal.
- [Hébert & Marleau, 1991] Hébert, A. & Marleau, G. (1991). Generalization of the Stamm'ler Method for the Self-Shielding of Resonant Isotopes in Arbitrary Geometries. *Nucl. Sci. Eng.*, 108, 230.

- [IAEA, 2005] IAEA (2005). <http://www-nds.iaea.org/wimsd/index.html>, WIMS Library Update.
- [Le Mer, 2006] Le Mer, J. (2006). *Simulation du comportement neutronique des REP en utilisant les codes DRAGON et DONJON*. PhD thesis, École Polytechnique de Montréal.
- [Le Mer & Marleau, 2007] Le Mer, J. & Marleau, G. (2007). DRAGON Evaluation for the Doppler Reactivity Defect. In *M&C + SNA 2007, Joint International Topical Meeting on Mathematics & Computation and Supercomputing in Nuclear Applications* Monterey, CA. (Proceedings available on CD-Rom).
- [Le Mer et al., 2008] Le Mer, J., Marleau, G., & Courau, T. (2008). Element of Validation of the code DRAGON vs MCNP5 for PWR Assembly Calculation. In *PHYSOR-2008, American Nuclear Society's Topical Meeting on Reactor Physics* Interlaken, Switzerland. (Proceedings available on CD-Rom).
- [Le Tellier, 2006] Le Tellier, R. (2006). *Développement de la méthode des caractéristiques pour le calcul de réseau*. PhD thesis, École Polytechnique de Montréal.
- [Livolant & Jeanpierre, 1974] Livolant, M. & Jeanpierre, F. (1974). *Autoprotection des résonances dans les réacteurs nucléaires. Application aux isotopes lourds*. Technical Report CEA-R-4533, Commissariat à l'Énergie Atomique.
- [Marleau et al., 2006] Marleau, G., Hébert, A., & Roy, R. (2006). *A User Guide for DRAGON Version 4*. Technical Report IGE-294, École Polytechnique de Montréal.
- [Marleau et al., 2008] Marleau, G., Roy, R., & Hébert, A. (2008). *A User Guide for DRAGON 3.06*. Technical Report IGE-174 Rev. 7, École Polytechnique de Montréal.
- [Petrovic & Benoist, 1996] Petrovic, I. & Benoist, P. (1996). B_N Theory : Advanced and New Models for Neutron Leakage Calculations. *Advances in Nuclear Science and Technology*, 24, 1–63.
- [Reuss, 2003] Reuss, P. (2003). *Précis de neutronique*. Paris : EDP Sciences.

- [Sanchez, 1988] Sanchez, R. (1988). APOLLO II : A User Oriented, Portable, Modular Code for Multigroup Transport Assembly Calculations. *Nucl. Sci. and Eng.*, 100, 352–362.
- [Stamm'ler & Abbate, 1983] Stamm'ler, R. J. J. & Abbate, J. (1983). *Methods of Steady-State Reactor Physics in Nuclear Design*. London : Academic Press.
- [Varin et al., 2005] Varin, E., Hébert, A., Roy, R., & Koclas, J. (2005). *A User's Guide for DONJON 3.01*. Technical Report IGE-208 Rev. 4, École Polytechnique de Montréal.

ANNEXE I

DONNÉES POUR LES CALCULS DE REGROUPEMENTS

Nos regroupements 3×3 sont symétriques d'ordre huit (un huitième du regroupement est suffisant pour décrire le tout). On a donc besoin de trois assemblages, A, B et C pour les décrire. Ces trois assemblages sont disposés tel que suit :

C	B	C
B	A	B
C	B	C

Tous les regroupements sont à peu près critiques, la concentration en bore étant ajustée pour cela. La description de différents regroupements d'assemblages est donnée dans le tableau I.1.

Tableau I.1 Description des regroupements étudiés.

Nom	Bore (ppm)	A : Bu(GWj/t)	B : Bu(GWj/t)	C : Bu(GWj/t)
M1	1700	MOX 00	UOX 20	UOX 20
M3	900	MOX 10	MOX 30	UOX 20
M5	1100	MOX 20	UOX 20	MOX 20

ANNEXE II

ÉTUDE PARAMÉTRIQUE SUR LES ASSEMBLAGES DE MOX ET D'UOX.

II.1 Objectif de l'étude paramétrique

Cette annexe a pour but de présenter la méthodologie qui nous a poussée à faire certains choix sur des paramètres de calcul présentés dans le chapitre 3. C'est l'une des premières étapes de notre analyse qui a été entreprise. Elle était requise afin de trouver un compromis entre la précision des résultats et le coût en temps de calcul. Cette annexe permet en outre de se faire une meilleure idée de l'impact du nombre de mélanges dans les assemblages, de la géométrie utilisée ou des conditions de réflexion choisies.

II.2 Paramètres testés dans cette étude

Nous avons mené huit calculs avec des niveaux de complexité numérique différents. Ces huit calculs correspondent en fait à 2^3 calculs, c'est à dire qu'il y a trois options de calculs : géométrie grossière ou fine, réflexion isotropique ou spéculaire, et plusieurs mélanges de combustible ou non. Nous différencierons nos calculs selon la méthode suivante : nous désignerons notre calcul par un sigle, *CellU* ou *CellM* respectivement pour un assemblage UOX ou MOX. Celui-ci peut-être suivi de potentiellement trois lettres.

- Un *F* si nous utilisons une géométrie fine, et rien sinon (géométrie grossière).
- Un *S* si la réflexion aux frontières est spéculaire, et rien sinon (réflexion isotrope).
- Enfin, un *X* si nous utilisons plusieurs mélanges, et rien sinon (un seul mélange pour tout le combustible de l'assemblage).

Par exemple, le calcul *CellMFS* désignera un calcul sur un assemblage MOX, géométrie fine, réflexion spéculaire, et avec uniquement un type de mélange par combustible. Nous allons maintenant analyser physiquement les trois options de calcul que nous avons énoncées.

La première option de calcul concerne les conditions de réflexion aux frontières. On peut choisir entre une condition de réflexion isotrope et une condition de réflexion spéculaire, les deux étant décrites au chapitre 1. En principe, l'approximation de la condition de réflexion isotrope est extrêmement mauvaise dans le cas de systèmes excentrés (par exemple : un tube de combustible dans le coin supérieur gauche d'un carré de caloporteur), ou présentant peu de symétries. Remarquons également que plus le volume de nos assemblages étudiés augmente, moins il y a, proportionnellement parlant, de frontières de réflexion. Ainsi, l'approximation de réflexion isotrope est plus sensible pour nos assemblages 17×17 que pour nos regroupements d'assemblages 3×3 .



Figure II.1 Comparaison entre les deux discrétisations géométriques, autour d'un trou d'eau.

Le graphique II.1 donne les discrétisations géométriques dans les deux cas. Pour un assemblage 17×17 , nous avons dans le premier cas 145 régions discrétisées (en symétrie

1/8ème), et dans le second cas nous en avons 396. Ces nombres assez petits nous autorisent dans les deux cas à utiliser la méthode des PIJ, pour le calcul du flux. Affiner la discrétisation de la géométrie permet d'avoir une approche plus fine, plus locale, et donc plus juste pour nos calculs d'assemblage. Ceci est relié à l'approximation de la source constante dans chaque région, inhérente aux méthodes CP et des caractéristiques.

Le dernier paramètre est l'utilisation, ou non, de plusieurs mélanges pour le combustible. La première option de calcul prend un seul mélange pour chaque type de combustible (moins de précision), comme le montre la figure 3.1 pour l'UOX ou la figure 3.2 pour le MOX du chapitre 3, et la seconde option a cinq types de mélanges différents pour un assemblage UOX, et huit pour un assemblage MOX (du fait des trois enrichissements différents des tubes de combustible en Plutonium), comme il était décrit à la figure 3.7 du chapitre 3. Cette étude paramétrique ayant été effectuée au début de la maîtrise, nous utilisons alors le MOX ancien zonage.

II.3 Résultats de l'étude paramétrique

Nous présenterons donc ici les résultats comparés sur nos huit calculs sur chacun de nos assemblages pour l'UOX et le MOX, toujours dans cet ordre, pour chacun des résultats. Par construction, notre calcul *Cell*XFS* est le plus précis, et donc également le plus coûteux en temps de calcul. Le calcul pour un assemblage de MOX est encore plus long car il a plus de mélanges différents pour le combustible. Le calcul en réflexion spéculaire, différents mélanges de combustible et géométrie fine sera donc toujours pris en référence pour les graphiques de différences absolues ou relatives, pour le k_{∞} ou les sections efficaces homogénéisées sur tout l'assemblage.

Nous aurons donc :

$$\text{Différence absolue : } \Delta_a = \frac{f(\text{Cell}^*) - f(\text{Cell}^*\text{XFS})}{100000}$$

$$\text{Différence relative (\%): } \Delta_r = 100 \times \frac{f(\text{Cell}^*) - f(\text{Cell}^*\text{XFS})}{f(\text{Cell}^*\text{XFS})}$$

Dans les formules précédentes, f peut représenter une section efficace, ou le facteur de multiplication.

II.3.1 Influence sur la criticité de l'assemblage

Comme on peut le voir sur la figure II.2, sur l'UOX, les différences sur les diverses méthodes sont réellement minimales pour un assemblage d'UOX, de l'ordre, au maximum, de la vingtaine de pcm, ce qui induit une différence relative d'au maximum 0.025%. De plus, pour l'UOX, on a des difficultés à différencier et valoriser certains de nos calculs : ils oscillent tous autour du calcul de référence. Néanmoins, on peut voir que les calculs à base de plusieurs mélanges (option X) sont les meilleurs.

Sur le graphique décrivant les écarts à la référence de la criticité dans un assemblage de MOX, on peut voir que les différences de k_∞ sont légèrement plus grandes que pour l'UOX : jusqu'à 35pcm, pour une erreur relative de 0.03%. Par contre, on distingue une nette tendance en faveur des calculs présentant une géométrie assez fine (option de calcul F) pour les calculs de MOX, notamment en début d'évolution. On peut noter qu'en fin de vie de l'assemblage, tous les k_∞ sont très proches.

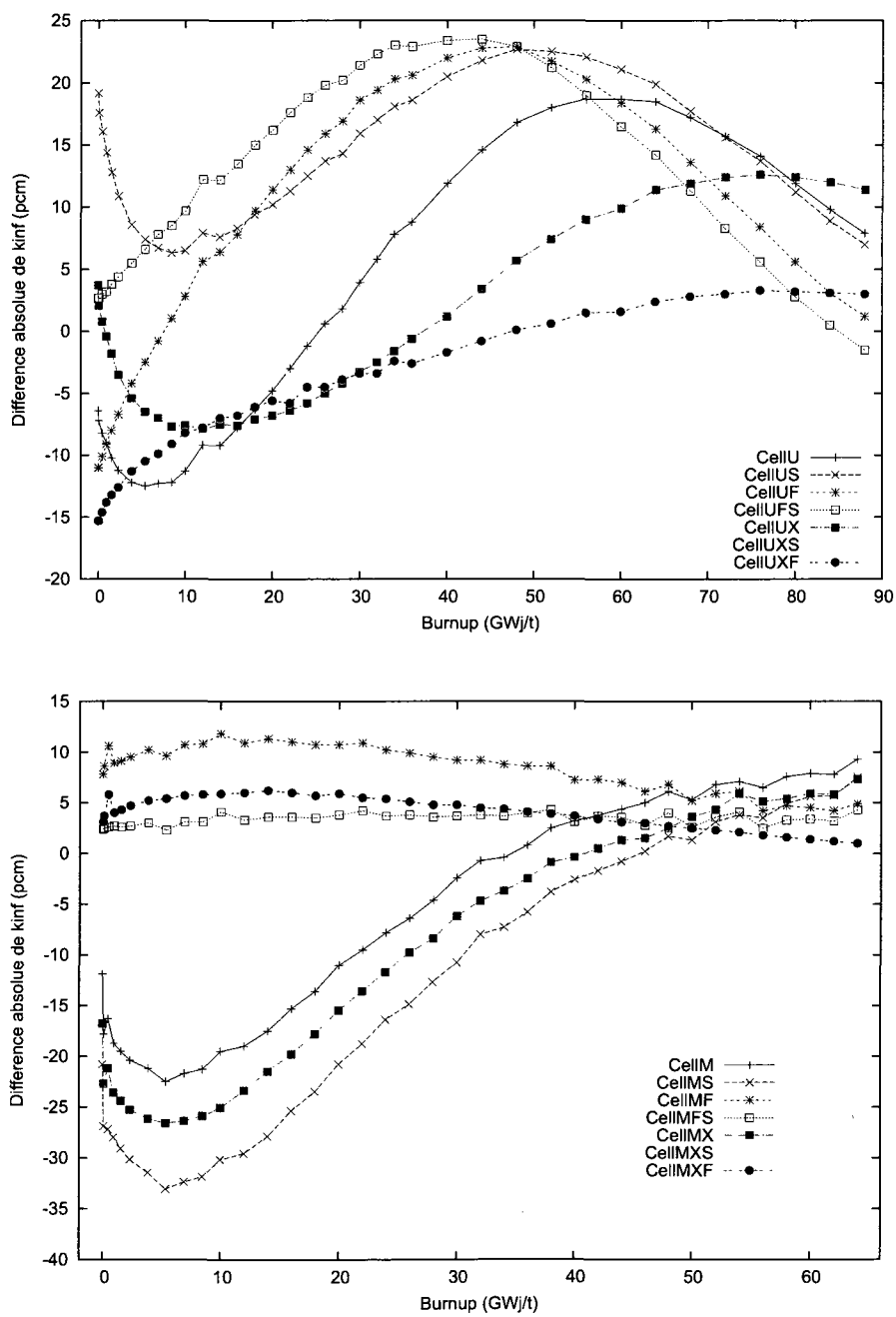


Figure II.2 Différence absolue sur le k_{∞} pour de l'UOX (en haut) et du MOX (en bas).

II.3.2 Influence sur les sections efficaces homogénéisées

Nous avons illustré, dans les figures II.3 à II.4, les différences relatives au niveau des sections efficaces homogénéisées de fission ou d'absorption, dans le spectre thermique ou rapide, et pour l'UOX ou le MOX. On peut faire plusieurs remarques sur ces schémas. Tout d'abord, en ce qui nous concerne, les schémas les plus importants sont ceux sur les sections efficaces de fission dans le spectre thermique, puisque nous étudions des assemblages composant un coeur de réacteur nucléaire à fission thermique. On peut noter que ce sont les schémas avec les plus grandes différences relatives, et que l'option de calcul se détachant des autres est l'utilisation d'une géométrie plus fine (option de calcul F). On a alors une erreur globalement inférieure à 0.1%. Sinon, l'erreur relative peut aller jusqu'à 0.6%. Pour le MOX, la différence est vraiment très marquée. Dans le spectre rapide, pour la fission, les résultats sont moins marqués, et les tendances plus floues.

Il faut donc retenir de ces deux graphiques que la discrétisation géométrique joue un rôle extrêmement important. Le nombre de mélanges vient ensuite, comme on peut le remarquer sur le spectre thermique pour l'UOX notamment. Enfin, la condition de réflexion joue un faible rôle, ce qui est normal ici car on examine des valeurs macroscopiques, or la condition de réflexion n'a qu'un rôle géométrique au niveau des dernières rangées de crayon, très local.

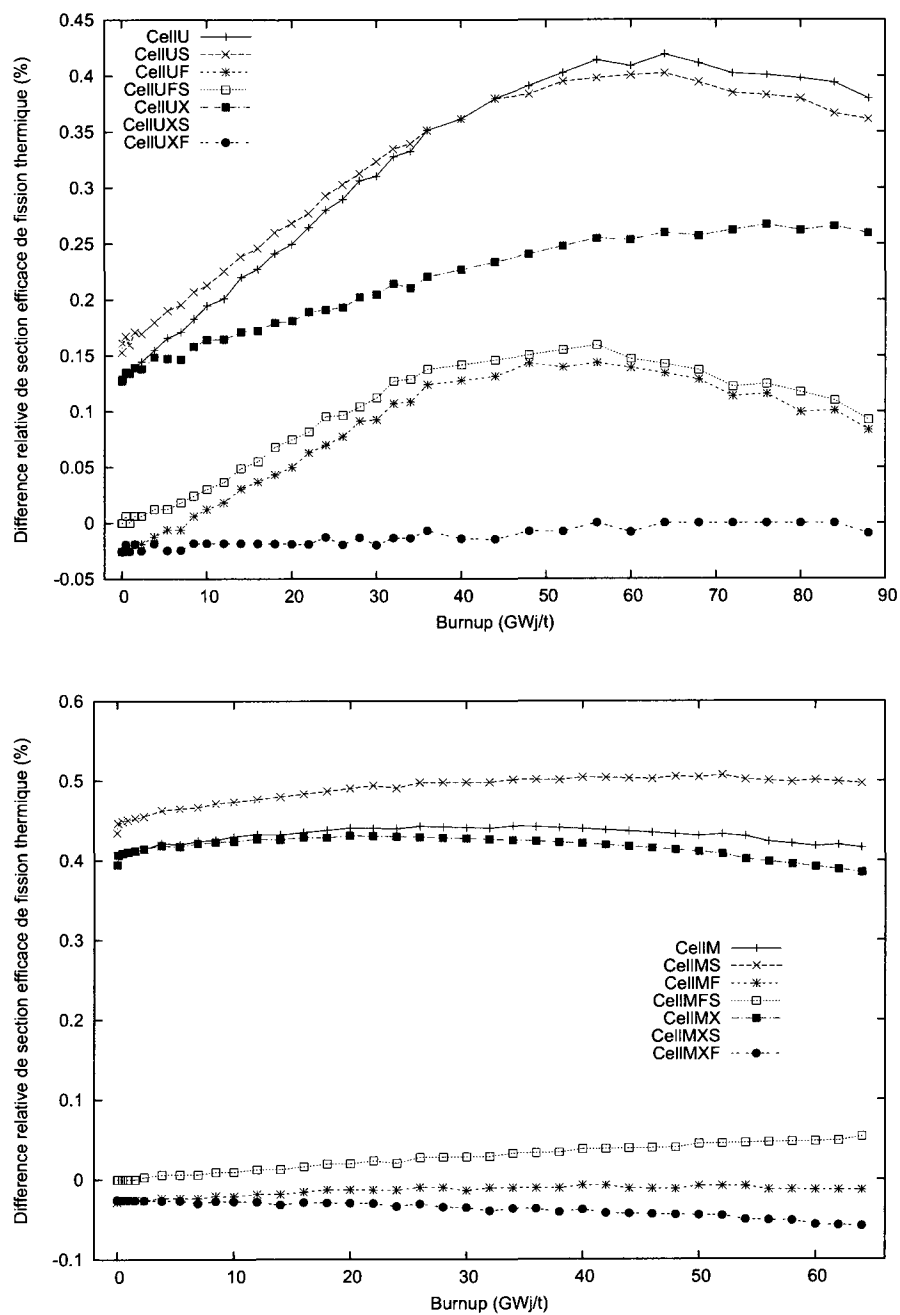


Figure II.3 Différence relative sur les sections efficaces homogénéisées de fission, dans le spectre thermique, pour de l'UOX (en haut) et du MOX (en bas).

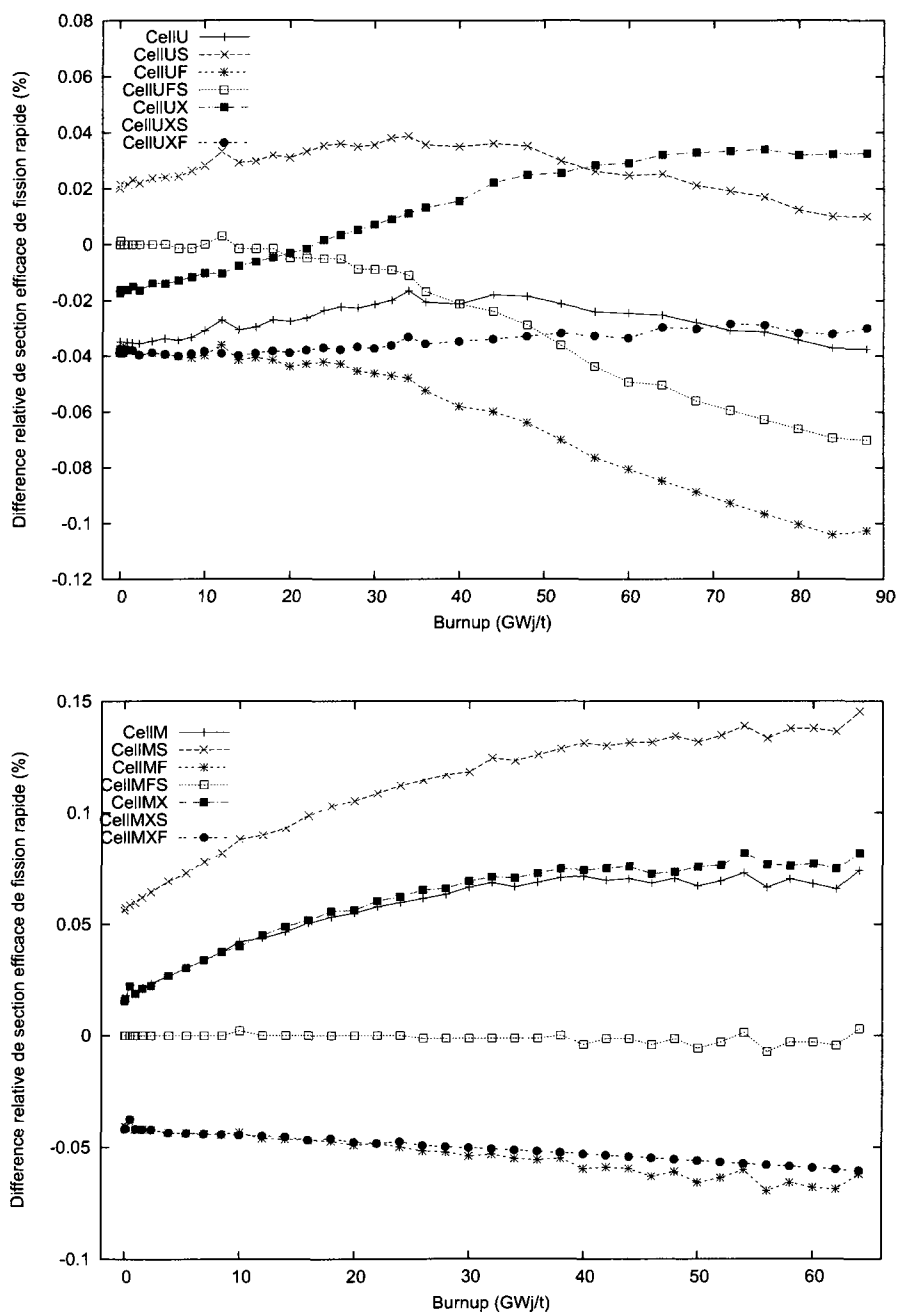


Figure II.4 Différence relative sur les sections efficaces homogénéisées de fission, dans le spectre rapide, pour de l'UOX (en haut) et du MOX (en bas).

Pour les sections efficaces d'absorption, données par les figures II.5 et II.6, on peut noter des schémas assez grossiers (rapide UOX, thermique MOX), avec des changements de pente brusques. Cela est dû à la précision de nos valeurs de sections efficaces : il y a des variations au niveau du dernier chiffre significatif uniquement, et donc l'incrémentation de ce dernier d'une seule unité suffit à provoquer les changements de pente que l'on peut apercevoir. Ces imprécisions sont donc des erreurs d'arrondi. Notons que le phénomène est encore plus marqué pour la section efficace totale homogénéisée (je n'ai pas inclus leurs graphes pour cette raison : ils sont relativement illisibles). Encore une fois, et sur tous les schémas, on note une large préférence pour l'utilisation d'une géométrie fine (option *F*), devant toute autre option de calcul.

Au fil de tous ces résultats, on a vu que l'option de calcul la plus importante semblait être la discrétisation fine de notre géométrie. Notons tout de même la petitesse des erreurs comises : si l'on trace les huit courbes de n'importe quel grandeur sur un seul graphe, les différences sont tellement petites que l'on n'observe qu'une seule courbe. Il faut donc relativiser ces résultats, même s'il est vrai qu'une géométrie fine nous permettra d'avoir une meilleure précision dans tous nos calculs, ce qui nous fera gagner en pertinence.

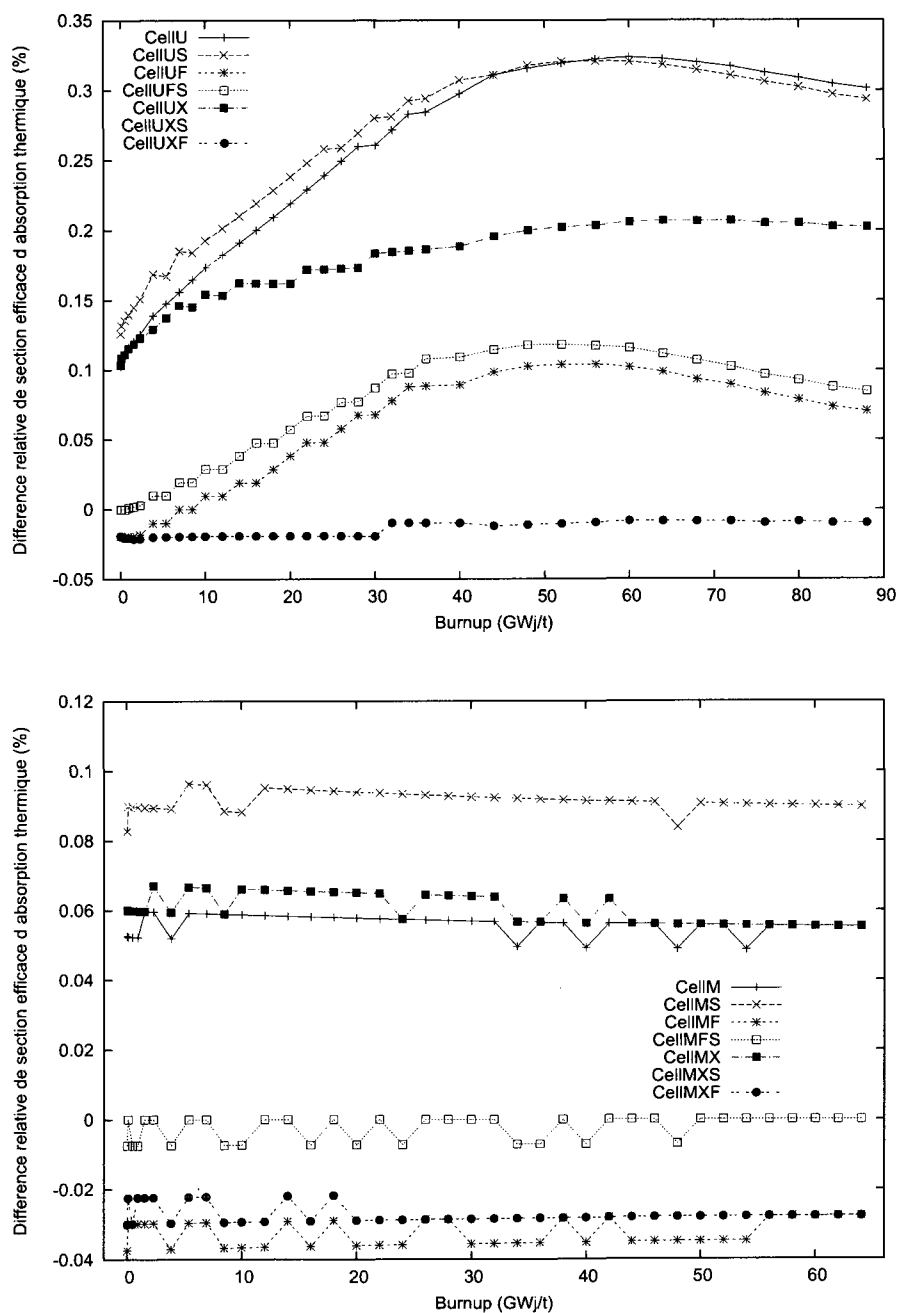


Figure II.5 Différence relative sur les sections efficaces homogénéisées d'absorption, dans le spectre thermique, pour de l'UOX (en haut) et du MOX (en bas).

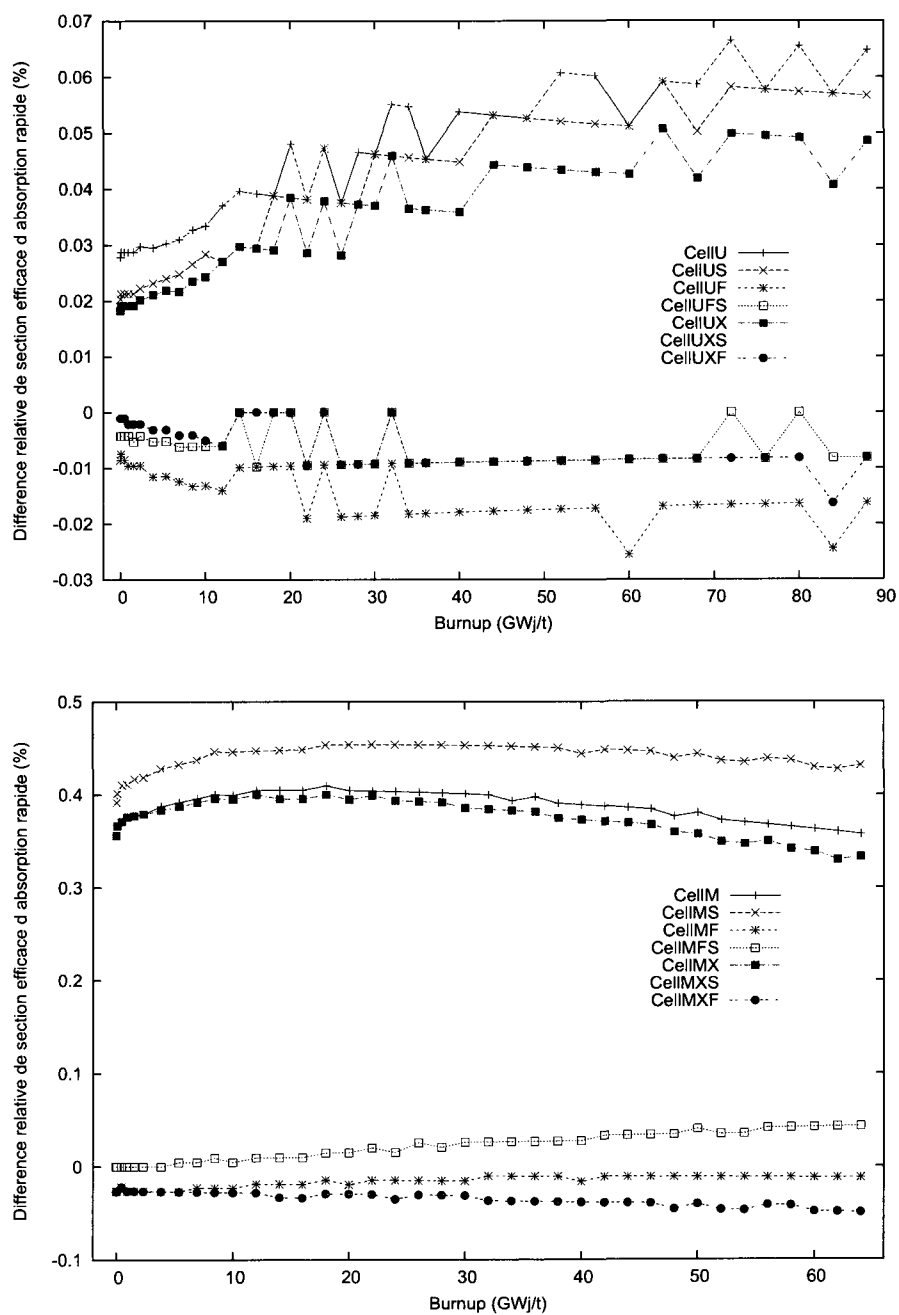


Figure II.6 Différence relative sur les sections efficaces homogénéisées d'absorption, dans le spectre rapide, pour de l'UOX (en haut) et du MOX (en bas).

II.3.3 Temps de calcul de chacun des paramètres

Dans cette section, nous discuterons du coût en temps de calcul pour les différentes méthodes. Ainsi, même si la méthode *Cell*XFS* est la plus précise, il sera nécessaire d'en choisir une dont les temps de calcul sont plus courts pour les regroupements d'assemblage, étant donné que nous devons analyser des regroupements 3×3 en évolution, ce qui risque d'être excessivement coûteux en temps de calcul.

Le tableau II.1 montre le temps de calcul moyen, pour un pas de Burnup, pour chacun des huit calculs :

Tableau II.1 Temps de calculs pour différents modèles d'assemblage.

Méthode de calcul	Temps effectif de calcul (min)	Facteur multiplicatif
CellU	2 min	$\times 1$
CellUS	15 min 30 sec	$\times 7.5$
CellUF	8 min	$\times 4$
CellUFS	50 min	$\times 25$
CellUX	2 min 45sec	$\times 1.25$
CellUXS	17 min	$\times 8.5$
CellUXF	10 min	$\times 5$
CellUXFS	60 min	$\times 30$

Pour un calcul d'assemblage UOX, on a une quarantaine de pas d'évolution, ce qui équivaut à une grosse heure pour la méthode la plus grossière, et environ deux jours pour la méthode la plus avancée. Les trois ajouts (réflexion spéculaire, géométrie plus fine et différents mélanges) étant indépendants, on voit que les facteurs multiplicatifs des trois ajouts se multiplient. Ceci correspond donc aux surcoûts suivants :

- **Ajout de mélanges** : $\times 1.25$ environ $\rightarrow$ surcoût faible.
- **Géométrie plus fine** : $\times 4$ environ $\rightarrow$ surcoût modéré.

– **Condition aux limites spéculaire** : $\times 7$ environ $\rightarrow$ surcoût énorme.

Notons que le fait de raffiner la géométrie nous obligera pour nos calculs en regroupement à utiliser la méthode des caractéristiques MOC, et non plus celle des PIJ, ce qui induira un temps de calcul plus élevé. L'utilisation d'une réflexion spéculaire, comme on l'a vu dans la partie précédente, n'apporte pas beaucoup à la précision, alors que c'est l'option la plus coûteuse au niveau temps. On évitera donc au maximum de l'utiliser, au profit d'une discrétisation géométrique plus fine. Néanmoins, il est préférable de l'utiliser pour les calculs d'assemblages en milieu infini, comme il est montré dans le chapitre 3.

II.4 Conclusion de l'étude paramétrique

Les calculs que nous avons menés pour l'étude paramétrique sont utiles pour notre projet à deux points de vue. Tout d'abord, les deux calculs les plus précis serviront à créer une bibliothèque de burnup pour l'initialisation des vecteurs isotopiques des regroupements aux bon burnups. Ensuite, la comparaison de nos différents calculs nous donne une idée de leur précision relative, ainsi que de leur coût en temps de calcul. On peut dire à la vue des résultats qu'une bonne discrétisation géométrique est le paramètre le plus important pour avoir des résultats pertinents. Dans l'idéal, on aimerait faire des calculs de regroupements avec plusieurs mélanges de combustible, une discrétisation géométrique fine, et une condition aux limites de réflexion spéculaire, mais le temps de calcul serait prohibitif. On a donc utilisé les paramètres présentés au chapitre 3.

On pourrait, dans l'optique d'avoir une référence extrêmement sure, effectuer un calcul avec une géométrie encore plus détaillée, et un mélange de combustible associé à chaque région de combustible, en réflexion spéculaire. Néanmoins, au vu des résultats des sections efficaces homogénéisées et du k_{∞} , et du peu que l'on gagne à améliorer la

précision, cela peut sembler inutile, étant donné que l'on n'arrivera jamais à avoir une telle précision au niveau des regroupements d'assemblages, au vu des temps de calculs.

ANNEXE III

SCHÉMA DE CALCUL DRAGON

III.1 Fichiers d'entrée

Notre fichier d'entrée DRAGON est très modulable et nous permet de facilement changer les options de calcul. Nous donnons ici le début d'un de nos fichiers d'entrée de calculs de regroupement, afin de montrer quels paramètres peuvent être utilisés et changés dans notre étude.

```
*-----
* Name           : ?? .x2m
* Type           : DRAGON entry file
* Use            : Evolution of the ?? cluster
* Author         : H. Leroyer
* Date           : 2008/06/17
* Reference      : EDF-EPM (2007-2008) projet regroupement
*
*
* Parameters of the simulation :
*   - Cluster    : Name of the cluster. If the name is M(1:8) or U(0:4),
*                 the following parameters will be initialized : Assmb?,
*                 BuAssmb?, Tracking files of the cluster, and Boron
*                 concentration.
*   - Assmb?     : Type of the ? assembly
*                 o "U" : UOX
*                 o "M" : MOX
*   - BuAssmb?   : Burnup of the ? assembly
*   - Library    : Library used
*                 o cf GetMix.c2m for the details. 1 for iaea69
*   - CBore      : Boron initial density in the regroupement (ppm)
*   - BCTrk      : Boundary Condition for the flux tracking
*                 o "TISO" : isotrope reflexion (low CPU time cost)
*                 o "TSPC" : specular reflexion (very high CPU time cost)
*   - BCTrkS     : Boundary Condition for the self-shielding tracking
*                 o "TISO" : isotrope reflexion (low CPU time cost)
*                 o "TSPC" : specular reflexion (very high CPU time cost)
*   - NbAngles   : Number of azimuthal angles between 0 and Pi/2
*                 o Working values : 8,10,12,14,16,32
*   - Dens       : Density of the tracking (cm-1)
*                 o Good values : 10,20,30,40,50
*   - TypeShi    : Option for the self-shielding calculation
*                 o "ASSMB" : on each of the three assemblies independantly
*                 o "RGPMI" : on the whole cluster, genuine geometry
```

```

*   - StepShi : Decides when the self shielding calculation has to be done,
*               every "StepShi" of the flux calculation.
*   - Mix      : number of mixtures used for the library
*               o "X" : normal number of mixtures
*               o "XX": high number of mixtures (*4 for the combustible)
*   - TyAssmb  : Type of the assemblies
*               o "U" : UOX only
*               o "M" : MOX only
*               o "UM": both UOX and MOX
*   - TypeC    : Type of calculation
*               o "STAT" : Static calculation
*               o "EVO" : Evolution
*   - TypeEvo  : Type of evolution
*               o "REF" : Simulation of reference.
*               o "MIC" : Microscopic evolution.
*               o "MAC" : Macroscopic evolution.
*   - TypeEnv  : Type of environnement
*               o "REF" : All the assemblies go trough evolution.
*               o "MEF" : Only the central assembly goes trough evolution.
*   - TypeMox  : Decides how the MOX assemblies are simulated for
*               the macroscopic evolution.
*               o "REF" : The MOX assemblies are calculated in an infinite
*                       lattice schema.
*               o "MEF" : The MOX assemblies are calculated with an
*                       UOX environnement.
*   - UOXMEF   : Burnup of the MOX environment in case typeMox = "MEF".
*               20 GWd/t is a good value.
*-----
STRING Cluster := "M1" ;
STRING Assmb1  ;
INTEGER BuAssmb1 ;
STRING Assmb2  ;
INTEGER BuAssmb2 ;
STRING Assmb3  ;
INTEGER BuAssmb3 ;
INTEGER Library := 1 ;
REAL CBore     ;
STRING BCtrk   := "TISO" ;
STRING BCtrkS  := "TISO" ;
INTEGER NbAngles := 14 ;
REAL TrkDens   := 20.0 ;
STRING TypeShi := "RGPMI" ;
INTEGER StepShi := 1 ;
STRING Mix      := "X" ;
STRING TyAssmb  := "UM" ;
STRING TypeC    := "EVO" ;
STRING TypeEvo  := "REF" ;
STRING TypeEnv  := "REF" ;
STRING TypeMox  := "REF" ;
INTEGER UOXMEF  := 20 ;

```

III.2 Création des géométries

La première partie du travail, commune aux calculs d'assemblages et de regroupements, concerne la création des géométries de notre problème. Nous avons écrit un script For-

tran77 prenant en entrée un fichier texte de format défini décrivant notre assemblage :
(l'exemple ci-dessous donne la description d'un assemblage UOX.)

```

Regroupements
Modele      :      1
Symetrie    :      1/8
Largeur     :      21.42      0.04
Assemblages
Reseau      :      17
Mix Asm     :      1
Nom Cellules :      Cellule "UA"
A B B B B B B B B B B B B B B A
B C C C D E D D E D D E D C C C B
B C D E E W E E W E E W E E D C B
B C E W E E D D E D D E E W E C B
B D E E D E D D E D D E D E E D B
B E W E E W E E W E E W E E W E B
B D E D D E D D E D D E D D E D B
B D E D D E D D E D D E D D E D B
B E W E E W E E W E E W E E W E B
B D E D D E D D E D D E D D E D B
B D E D D E D D E D D E D D E D B
B E W E E W E E W E E W E E W E B
B D E E D E D D E D D E D E E D B
B C E W E E D D E D D E E W E C B
B C D E E W E E W E E W E E D C B
B C C C D E D D E D D E D C C C B
A B B B B B B B B B B B B B B A
Cellules
Nom      :      A
NBRegion :      5
Rayon    :      0.289910  0.366720  0.399620  0.410000  0.480000
Melange  :      10      10      10      10      4
Nom      :      B
NBRegion :      5
Rayon    :      0.289910  0.366720  0.399620  0.410000  0.480000
Melange  :      11      11      11      11      4
Nom      :      C
NBRegion :      5
Rayon    :      0.289910  0.366720  0.399620  0.410000  0.480000
Melange  :      12      12      12      12      4
Nom      :      D
NBRegion :      5
Rayon    :      0.289910  0.366720  0.399620  0.410000  0.480000
Melange  :      13      13      13      13      4
Nom      :      E
NBRegion :      5
Rayon    :      0.289910  0.366720  0.399620  0.410000  0.480000
Melange  :      14      14      14      14      4
Nom      :      W
NBRegion :      5
Rayon    :      0.35      0.45      0.52      0.56      0.62
Melange  :      1      1      1      1      7

```

Nous obtenons alors en sortie un fichier **.c2m** qui peut être utilisé par les modules de

tracking de DRAGON. On crée à partir de ce fichier un autre semblable (*S.c2m) qui sera utilisé pour le calcul d'auto-protection où, dans ce cas, on ne discrétise pas le caloporteur.

III.3 Procédures utilisées

Nous décrivons ici toutes les procédures nécessaires pour simuler le regroupement M3 par exemple.

M3.x2m Fichier principal DRAGON pour l'analyse du regroupement M3. Ce regroupement M3 est constitué de MOX à un burnup de 10 GWj/t au centre, de MOX à 30 GWj/t sur les côtés, et enfin d'UOX à 20 GWj/t. Les bibliothèques de burnup pour les assemblages d'UOX et de MOX, **BU.dds** et **BM.dds** sont requis pour initialiser les concentrations isotopiques des combustibles aux burnups requis. En sortie, on obtient l'édition des sections efficaces homogénéisées sur chacun des assemblages, ainsi que les concentrations isotopiques, et d'autres paramètres relatifs à l'évolution du regroupement.

GetMix.c2m Ce fichier est appelé pour générer la MICROLIB. On décrit dans ce fichier les différentes librairies de sections efficaces microscopiques que l'on peut utiliser. Ce fichier permet aussi de se faire une idée sur les mélanges associés à chaque numéro, afin de pouvoir créer les fichiers de géométrie en associant chaque matériau à son mélange correspondant.

GetDens.c2m Cette procédure permet d'initialiser les densités des combustibles, ainsi que celle des gaines et des tubes guides.

RM3XFA.c2m Ce fichier est utilisé pour analyser la géométrie du regroupement M3 pour le calcul de Flux.

RM3XS.c2m Ce fichier est utilisé pour analyser la géométrie du regroupement M3 pour le calcul d'auto-protection.

UpdMicU.c2m Procédure qui met à jour les combustibles d'UOX de la MICROLIB aux différents taux de combustion appropriés. Ce fichier utilise les données de type "burnup" stockées dans le fichier **BU.dds**.

UpdMicM.c2m Procédure qui met à jour les combustibles de MOX de la MICROLIB aux différents taux de combustion appropriés. Ce fichier utilise les données de type "burnup" stockées dans le fichier **MU.dds**.

EvoRgptRef.c2m, EvoRgptMic.c2m, EvoRgptMac.c2m Procédures principales pour le calcul d'évolution du regroupement, selon le schéma choisi : référence, évolution microscopique ou macroscopique.

EdiReg.c2m Fichier prenant en entrée les caractéristiques du calcul (type de la géométrie, regroupement ou assemblage), ainsi que le flux et qui effectue les calculs d'homogénéisation du flux, sur l'assemblage entier, et sur chacune des cellules dans un second temps.

EvoCluster.c2m, DeltaBurnup.c2m, BurnupAssmb.c2m, PowerAssmb.c2m Différentes procédures ayant trait à l'évolution et au calcul du burnup local de chacun des assemblages du regroupement.

AssmbCluster.c2m Cette procédure permet le calcul à la volée d'assemblages en milieu infini pour les schémas macroscopiques.

Cette utilisation de procédures nous permet de dégrouper toutes les modifications que nous aimerions effectuer : si l'on veut changer la géométrie, la rendre plus fine par exemple, il nous suffit de changer le code Fortran en lui assignant des cas supplémentaires. Si l'on veut changer le calcul d'évolution, il ne nous faudra toucher qu'à **Burn-CellU.c2m**. Cette méthode nous permet de nous adapter plus facilement. Il y a d'autres procédures et fichiers d'entrée pour les calculs d'assemblages en milieu infini, qui ressemblent fortement à tout ce que l'on a décrit ci-dessus pour les calculs de regroupement.