

Titre: Analyse de l'impact de l'environnement dans un schéma de calcul à deux étapes avec DRAGON et DONJON
Title: two steps with DRAGON and DONJON

Auteur: Christophe Bodin
Author:

Date: 2010

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Bodin, C. (2010). Analyse de l'impact de l'environnement dans un schéma de calcul à deux étapes avec DRAGON et DONJON [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/440/>
Citation:

Document en libre accès dans PolyPublie Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/440/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Guy Marleau
Advisors:

Programme: Génie énergétique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ANALYSE DE L'IMPACT DE L'ENVIRONNEMENT DANS UN SCHÉMA DE CALCUL À
DEUX ÉTAPES AVEC DRAGON ET DONJON

CHRISTOPHE BODIN
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE ÉNERGÉTIQUE)
DÉCEMBRE 2010

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

ANALYSE DE L'IMPACT DE L'ENVIRONNEMENT DANS UN SCHÉMA DE CALCUL À
DEUX ÉTAPES AVEC DRAGON ET DONJON

présenté par : BODIN Christophe.

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.Eng, président.

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

M. COURAU, Tanguy, Ph.D., membre.

À mes parents,

Bernard et Nicole Bodin.

REMERCIEMENTS

J'aimerais tout d'abord remercier Guy Marleau, mon directeur de recherche, pour son aide, ses conseils et sa disponibilité qui m'ont permis de mener à bien ce projet. Je salue également tous les membres de l'Institut du Génie Nucléaire, les professeurs, Mme Sirois, les doctorants et les étudiants à la maîtrise, qui m'ont permis de travailler dans un cadre agréable et une bonne ambiance, en particulier Benjamin pour son aide spécifique.

Je tiens également à remercier l'équipe du groupe SINETICS d'EDF Clamart, qui m'ont accueilli pour un stage début 2010. Je tiens à remercier particulièrement Tanguy Courau qui a permis cette collaboration entre EDF et l'IGN et Hadrien Leroyer qui a suivi de près ce projet.

Enfin, je voudrais remercier ma famille pour son soutien quotidien.

RÉSUMÉ

Le calcul du flux neutronique est une donnée importante pour connaître le fonctionnement du cœur d'un Réacteur à Eau Pressurisée (REP). Cependant l'équation de transport qui régit le flux neutronique ne peut être résolue actuellement sur tout le cœur en évolution et en 3D, en raison de la faiblesse de calcul des ordinateurs actuels. Des simplifications sont donc nécessaires pour déterminer ce flux. Des schémas de calcul à deux niveaux sont utilisés où, dans un premier temps, nous générions des bibliothèques de sections efficaces calculées en transport sur des assemblages 2D, en milieu infini, homogénéisées sur l'assemblage et condensées à deux groupes. Dans un deuxième temps, nous effectuons le calcul du cœur en diffusion en interpolant les sections efficaces dans les bibliothèques précédemment créées, aux bons paramètres de contre-réaction.

Toutefois, le cœur d'un REP est composé de nombreux assemblages, qui peuvent être de deux types de combustibles différents : de l'oxyde d'uranium (UOX) ou de l'oxyde mixte (MOX) de plutonium et d'uranium. De plus tous ces assemblages n'ayant pas tous le même âge, chaque assemblage étant utilisé pour trois ou quatre cycles selon le REP, ils présentent des gradients de burnup. L'hypothèse de milieu infini utilisée pour générer les bibliothèques de sections efficaces dans le schéma de calcul classique peut donc s'avérer peu pertinente. L'objectif premier de ce projet est donc de générer des bibliothèques de sections efficaces tenant compte de l'environnement et d'évaluer l'impact de cet environnement hétérogène sur le calcul de cœur.

D'autre part le flux de diffusion obtenu en sortie du calcul de cœur n'est pas assez précis, du fait que c'est un calcul homogénéisé par assemblage, pour la détermination et la localisation du facteur de point chaud, qui représente une problématique industrielle importante. Le principe de la reconstruction fine de puissance (RFP) est de reconstruire le plus précisément possible le flux dans les crayons à partir d'une combinaison du flux de diffusion et des flux de structure fine qui tiennent compte des hétérogénéités au sein des assemblages. Cette méthode est actuellement pratiquée avec les données calculées en milieu infini. Le second objectif de ce projet est de développer la théorie pour effectuer une RFP à partir des données environnées et de mettre en place la RFP à la suite d'un calcul de cœur ainsi que d'observer si nous améliorons les résultats avec les données environnées.

ABSTRACT

The calculation of the neutron flux is an important data that is used to determine the dynamic of the core of a Pressurized Water Reactor (PWR). However the transport equation which gives the neutron flux, cannot be solved in three dimensions over the whole core, in evolution because of the power of the current computers, which are too slow. So some simplifications are necessary to calculate this flux. Two-levels schemes are used, where, in a first step, some macroscopic cross sections libraries are generated by solving the transport equation using infinite lattice calculations on two dimensions assemblies. These sections are generally homogenized on the whole assembly and condensed to two energy groups. In a second step, the whole core calculation is carried out using the diffusion equation, with the cross sections of the libraries previously generated, interpolated at the values of the different parameters.

However the core of a PWR is made up of many assemblies, that can contain two types of fuel : Uranium OXyde (UOX) or plutonium and uranium Mixed OXyde (MOX). Moreover all these assemblies have different burnup because each one can be used for three or four cycles depending on the PWR. So that imply some burnup gradients. Thus the hypothesis of the infinite lattice used to generate the cross sections libraries can be highly inaccurate. The first goal of this project is to generate cross sections libraries that take into account the environment and to evaluate the impact of this heterogeneous environment on the core calculation.

The flux obtained with the diffusion equation at the end of the core calculation is not accurate enough, due to the homogenization by assembly, to determine and to locate the hotspot factor, which represents an important industrial problematic. The principle of the power reconstruction method (PRM) is to reconstruct the more accurately possible the flux in the pins, with a combination of the diffusion flux and some microscopic flux which take into account the heterogeneities in the assemblies. This method is currently used with the data calculated with the infinite lattice. The second goal of this project is to develop a theory to apply the PRM with environmentated data and to establish the PRM at the end of a calculation of the core and observe if the results are improved with the environmentated data.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vi
TABLE DES MATIÈRES	vii
LISTE DES TABLEAUX	x
LISTE DES FIGURES	xi
LISTE DES ANNEXES	xiii
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xiv
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
CHAPITRE 2 PRÉSENTATION DES ÉQUATIONS DE LA NEUTRONIQUE	4
2.1 Le flux neutronique	4
2.2 L'équation de transport	4
2.2.1 Le formalisme multigroupe	6
2.2.2 Les conditions frontières	7
2.3 Les méthodes de résolution de l'équation de transport	7
2.3.1 Les probabilités de collision	8
2.3.2 La méthode des caractéristiques	10
2.4 Le modèle de fuite	11
2.5 L'auto-protection des résonances	11
2.5.1 La méthode de Stamm'ler généralisée	11
2.6 Homogénéisation et condensation	14
2.7 Calcul d'évolution	15
2.8 L'équation de la diffusion	16
2.8.1 L'approximation P_1	16
2.8.2 La loi de Fick	16

2.8.3	Conditions frontières	17
2.8.4	Discrétisation de l'équation de diffusion	18
CHAPITRE 3 LE SCHÉMA DE CALCUL D'UN CŒUR DE REP		19
3.1	Le schéma de calcul classique	19
3.1.1	Bibliothèques de sections efficaces	19
3.1.2	Calcul de diffusion sur le cœur	20
3.1.3	Approximations utilisées	21
3.2	Le schéma de calcul environné	21
3.3	Logiciels utilisés	22
3.3.1	Le code DRAGON	22
3.3.2	Le code DONJON	23
CHAPITRE 4 PARAMÈTRES ET HYPOTHÈSES POUR LA CRÉATION DES BIBLIO-		
THÈQUES DE SECTIONS EFFICACES		24
4.1	Objectif de ces calculs	24
4.2	Mise en œuvre	25
4.3	Description des assemblages	26
4.4	Hypothèses spécifiques sur l'environnement	27
4.4.1	Avantages de cette modélisation	29
4.4.2	Inconvénients de cette modélisation	29
4.5	Nombre de mélanges évoluants	30
4.5.1	Dans les assemblages	30
4.5.2	Dans le cluster 3×3	31
4.6	Géométrie utilisée pour le calcul du flux	32
4.7	Conditions de réflexion	33
4.8	Options de tracking	34
4.9	Options d'auto-protection	35
4.10	Options de non-évolution	36
4.11	Calcul de flux	37
4.12	Bibliothèque utilisée	37
CHAPITRE 5 CALCULS DE CŒUR EN DIFFUSION		39
5.1	Présentation du réacteur	39
5.2	Modélisation du cœur	40
5.2.1	Paramètres du réflecteur	40
5.2.2	Pas de temps de l'évolution	41

5.2.3	Création de la bibliothèque	42
5.2.4	Calcul du flux	42
5.2.5	Recherche de la concentration en bore critique	43
5.2.6	Discretisation utilisée	43
5.2.7	Schéma d'évolution des calculs DONJON	46
5.3	Impact de l'environnement sur un calcul de cœur	47
5.3.1	Sur la concentration en bore	50
5.3.2	Sur la puissance obtenue par crayon	53
CHAPITRE 6 LA RECONSTRUCTION FINE DE PUISSANCE		62
6.1	Théorie	62
6.1.1	Hypothèse de séparation des flux	62
6.1.2	Normalisation	63
6.1.3	Cas du milieu infini	64
6.1.4	Cas des calculs environnés	65
6.1.5	Reconstruction de la puissance	69
6.2	Mise à jour des bibliothèques	69
6.2.1	Bibliothèques infinies	69
6.2.2	Bibliothèque environnée	70
6.3	Résultats sur des clusters	71
6.3.1	Validation sur le milieu périodique infini	71
6.3.2	Cas du cluster hétérogène infini	71
6.4	Reconstruction sur le cœur	88
6.4.1	Détermination du point chaud	88
6.4.2	Impact de l'environnement	90
CHAPITRE 7 CONCLUSION		95
RÉFÉRENCES		99
ANNEXES		101

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 4.1	Pas de burnup pour la création des bibliothèques.	26
Tableau 4.2	Temps de calcul relatif du flux.	34
Tableau 4.3	Différence en % pour différentes sections efficaces homogénéisées et condensées, sur le groupe thermique.	35
Tableau 5.1	Influence de la discrétisation choisie sur le temps de calcul et la concentration en bore.	45
Tableau 5.2	Concentrations critiques nécessaires (en ppm) pour des plans de chargement identiques où seul le burnup des MOX change.	51
Tableau 5.3	Longueur de campagne du schéma classique en fonction de la bibliothèque utilisée pour les calculs de transport.	53
Tableau 6.1	Différences en % dans les coins des MOX selon le cœur simplifié utilisé. .	91

LISTE DES FIGURES

Figure 4.1	Assemblages 17×17 d'UOX et de MOX	27
Figure 4.2	Plan de chargement du cœur utilisé.	28
Figure 4.3	MOX environné d'UOX figé à 20 GWj/t.	29
Figure 4.4	Différenciation des mélanges évoluants pour les assemblages d'UOX et de MOX	31
Figure 4.5	Différenciation des mélanges évoluants pour le cluster environné.	32
Figure 4.6	Géométrie utilisée pour le calcul du flux.	33
Figure 4.7	Géométries utilisées pour les calculs de flux et d'auto-protection.	36
Figure 5.1	Plan de chargement du cœur étudié.	40
Figure 5.2	Disposition du réflecteur, en rouge, dans le cœur.	41
Figure 5.3	Schéma d'évolution des calculs DONJON.	46
Figure 5.4	Comparaisons des coefficients de production d'énergie H-FACTORS pour le MOX dans les deux groupes.	48
Figure 5.5	Concentrations en bore critiques au cours de l'évolution pour les deux schémas de calcul.	50
Figure 5.6	Comparaison en % de la puissance initiale entre les deux schémas de calcul.	54
Figure 5.7	Puissance initiale due au groupe rapide dans les deux schémas.	58
Figure 5.8	Puissance initiale due au groupe thermique dans les deux schémas.	59
Figure 5.9	Comparaison en % de la puissance finale entre les deux schémas de calcul.	61
Figure 6.1	Impact de l'environnement.	66
Figure 6.2	Différences relatives du flux reconstruit avec les données infinies par rapport au flux de transport pour le cluster U20 U0 U40.	73
Figure 6.3	Différences relatives du flux reconstruit avec les données infinies par rapport au flux de transport pour le cluster M20 U20 U20.	74
Figure 6.4	Différences relatives du flux reconstruit avec les données infinies par rapport au flux de transport pour le cluster M20 U20 M20.	76
Figure 6.5	Différences relatives du flux reconstruit avec les données infinies par rapport au flux de transport pour le cluster M20 U0 U40.	77
Figure 6.6	Différences relatives du flux reconstruit avec les données environnées de la méthode "simple" par rapport au flux de transport pour le cluster M20 U20 U20.	78

Figure 6.7	Différences relatives du flux reconstruit avec les données environnées de la méthode "simple" par rapport au flux de transport pour le cluster M20 U0 U40.	80
Figure 6.8	Différences relatives du flux reconstruit avec les données environnées de la méthode "simple" par rapport au flux de transport pour le cluster M20 U20 M20.	81
Figure 6.9	Différences relatives du flux reconstruit avec les données environnées de la méthode "simple" par rapport au flux de transport pour le cluster M20 M20 U20.	82
Figure 6.10	Différences relatives du flux reconstruit avec les données environnées de la méthode itérative par rapport au flux de transport pour le cluster M20 U20 U20.	84
Figure 6.11	Différences relatives du flux reconstruit avec les données environnées de la méthode itérative par rapport au flux de transport pour le cluster M20 U0 U40.	85
Figure 6.12	Différences relatives du flux reconstruit avec les données environnées de la méthode itérative par rapport au flux de transport pour le cluster M20 U20 M20.	86
Figure 6.13	Différences relatives du flux reconstruit avec les données environnées de la méthode itérative par rapport au flux de transport pour le cluster M20 M20 U20.	86
Figure 6.14	Puissances initiales sans RFP (a) et reconstruite (b) pour le schéma environné, sur le zoom utilisé précédemment.	89
Figure 6.15	Comparaison en % des puissances reconstruites entre les deux schémas de calcul en début de cycle.	93
Figure 6.16	Comparaison en % des puissances reconstruites entre les deux schémas de calcul en fin de cycle.	94
Figure A.1	Différences relatives du flux reconstruit de manière hybride par rapport au flux de transport pour le cluster M20 U20 U20.	101
Figure A.2	Différences relatives du flux de structure fine infini par rapport à celui environné de la méthode itérative pour un burnup de 20 GWj/t.	103

LISTE DES ANNEXES

Annexe A	CAS DE RECONSTRUCTION HYBRIDE	101
Annexe B	FICHIERS DRAGON POUR LA CRÉATION DES BIBLIOTHÈQUES . .	104
Annexe C	FICHIERS DONJON POUR LES CALCULS DE CŒUR EN DIFFUSION	106

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

IAEA	International Atomic Energy Agency
EDF	Electricité De France
GWj/t	GigaWatt jour par tonne
IGN	Institut du Génie Nucléaire
JEPP	Jour Equivalent Pleine Puissance
MWé	MégaWatt électrique
MWth	MégaWatt thermique
MOX	Mixed OXyde
REP	Réacteur à Eau Pressurisée
RFP	Reconstruction Fine de Puissance
UOX	Uranium OXyde

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

Les réacteurs à eau pressurisée (REP) sont la filière de réacteurs nucléaires la plus répandue dans le monde. Ces réacteurs sont des réacteurs thermiques, qui utilisent l'eau légère, à haute pression, comme modérateur et caloporteur. Les cœurs de ces derniers sont composés de 120 à 250 assemblages selon le réacteur, qui peuvent être de deux types de combustible différents : de l'UOX (Uranium OXYde), où l'uranium naturel est enrichi entre 3 à 5% en uranium 235 pour pouvoir rendre le réacteur critique, et du MOX (Mixed OXYde), où le plutonium est recyclé et où l'uranium est ainsi économisé. Différentes teneurs en plutonium sont présentes dans l'assemblage de MOX pour des problématiques de point chaud. Ces assemblages d'une vingtaine de centimètres de côté et de 4 m de haut environ, sont divisés en 17×17 régions avec 264 crayons de combustible et 25 trous d'eau.

Afin d'étudier le fonctionnement d'un réacteur, on cherche à connaître le flux neutronique présent dans le cœur qui régit la dynamique de ce dernier. Pour cela, il faut résoudre l'équation de transport qui constitue l'équation de base de la neutronique. Deux types de codes de nature très différentes existent pour la résoudre : les codes stochastiques, reposant sur une évaluation statistique de la population de neutrons dans un milieu, et les codes déterministes, plus rapides mais se basant sur des approximations.

De nos jours, la puissance de calcul des ordinateurs n'est pas suffisante pour résoudre de manière déterministe cette équation de transport sur un cœur entier en évolution et en trois dimensions. Nous devons donc avoir recours à des étapes successives de calculs nécessitant chacune des approximations. Des schémas de calcul à deux étapes sont donc généralement développés. Dans un premier temps, des calculs en transport sont effectués sur des assemblages en milieu infini pour générer des bibliothèques de sections efficaces, interpolables aux bons paramètres de calculs (burnup, concentration en bore...). Dans un second temps, on effectue à chaque pas d'évolution un calcul de diffusion sur tout le cœur homogénéisé assemblage par assemblage ou crayon par crayon et condensé à deux groupes d'énergies. Le flux résultant nous permet de traiter les équations d'évolution du système.

On utilise pour les deux étapes de ce schéma, le code de réseau DRAGON (Marleau G., Hébert A. et Roy R., Janvier 2010) pour les calculs de transport et le code de cœur DONJON (Sekki D.,

Hébert A. et Chambon R., Janvier 2010) pour les calculs de diffusion. Ces deux codes ont été développés par l’Institut du Génie Nucléaire (IGN) de l’École Polytechnique de Montréal.

La problématique de l’environnement dans ce schéma de calcul est le suivant : les bibliothèques de sections efficaces sont calculées en milieu infini lors de la première étape, alors que cette hypothèse n’est pas toujours pertinente pour un cœur réel. En effet il existe des gradients de burnups ainsi que des interfaces MOX/UOX qui sont à l’origine d’hétérogénéités dans le cœur, ce qui cause des effets d’environnement importants. L’environnement est une notion locale, qui n’agit que sur les dernières rangées de crayons proches du bord d’un assemblage car le libre parcours moyen des neutrons est de l’ordre du cm. Le premier objectif de ce projet est donc de générer des bibliothèques de sections efficaces tenant compte de l’environnement et d’évaluer l’impact de cet environnement hétérogène sur le calcul de cœur. Pour cela nous allons créer des bibliothèques grâce à des regroupements de 3×3 assemblages, prenant en compte l’environnement sur un assemblage placé au centre et comparer le calcul de cœur du schéma infini à celui utilisant les différentes bibliothèques environnées.

Le calcul en diffusion homogénéisé crayon par crayon lors de la deuxième étape est trop long dans le cadre de notre étude. Nous utiliserons donc dans ce projet des calculs homogénéisés par assemblage. Le problème de ces derniers est que la précision obtenue sur la nappe de puissance finale n’est pas suffisante pour déterminer et localiser le point chaud, qui représente une problématique industrielle importante. Pour obtenir une précision plus convenable, une méthode appelée la reconstruction fine de puissance (RFP) est utilisée dans l’industrie. Elle consiste à reconstruire le plus précisément possible le flux dans les crayons à partir d’une combinaison du flux de diffusion et des flux de structure fine qui tiennent compte des hétérogénéités au sein des assemblages, pour ensuite reconstruire la puissance. Cependant cette méthode est actuellement pratiquée avec les données calculées en milieu infini. Le second objectif de ce projet est de proposer une théorie pour effectuer une RFP à partir des données environnées et de mettre en place celle-ci à la suite d’un calcul de cœur ainsi que d’observer si les résultats avec les données environnées sont améliorés.

Cette étude s’appuie sur des travaux déjà réalisés à l’École Polytechnique de Montréal, la maîtrise de Joël Le Mer (Août 2007) sur la simulation du comportement neutronique des REP avec les codes DRAGON et DONJON et la maîtrise d’Hadrien Leroyer (Février 2009) sur des calculs d’assemblages de REP en environnement, ainsi que sur des études menées par EDF (Courau T. et Girardi E., Octobre 2008).

Dans ce mémoire, nous allons commencer par présenter les éléments théoriques nécessaires à

la compréhension de notre étude dans le chapitre 2, en particulier les équations de transport et de diffusion ainsi que les différentes approximations nécessaires à leur résolution. Dans le chapitre 3 les schémas de calcul à deux étapes seront expliqués de manière plus précise.

L'environnement est une notion complexe, qui varie d'un assemblage à l'autre et nécessite donc d'être simplifié. De plus les calculs en transport sont longs et les choix des différents paramètres influent sur le temps de calcul comme sur la précision des résultats. Des compromis sont alors nécessaires. Nous verrons donc dans le chapitre 4 les différentes hypothèses émises pour simplifier l'environnement ainsi que les différents paramètres choisis pour optimiser les temps de calculs tout en conservant une précision suffisante.

Dans le chapitre 5, nous nous intéresserons aux paramètres choisis pour nos calculs en diffusion sur le cœur. Les résultats obtenus si l'on tient compte de l'impact de l'environnement dans le schéma de calcul seront présentés.

Enfin dans le dernier chapitre 6, nous développerons la théorie pour la RFP dans le cas environné, et présenterons dans un premier temps nos résultats de reconstruction sur des clusters où une référence transport existe puis dans un deuxième temps nos résultats sur le cœur entier.

CHAPITRE 2

PRÉSENTATION DES ÉQUATIONS DE LA NEUTRONIQUE

2.1 Le flux neutronique

Pour représenter complètement de façon statistique la population de neutrons dans un réacteur, un espace à 7 dimensions, dans lequel les neutrons évoluent, doit être utilisé. Chaque neutron sera ainsi identifié par :

- sa position, décrite par le vecteur \vec{r} .
- sa vitesse, décrite par le vecteur \vec{V}_n . En général, on utilise plutôt $E = \frac{1}{2}m\|\vec{V}_n\|^2$ son énergie et $\vec{\Omega} = \frac{\vec{V}_n}{V_n}$, sa direction de propagation dans l'espace.
- le temps t , utilisé lorsque le régime permanent n'est pas valide.

La population de neutrons est représentée par une distribution, la densité $n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ telle que $n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) d^3r dE d^2\Omega$ est le nombre de neutrons au temps t dans le volume élémentaire d^3r autour du point \vec{r} , ayant une énergie E à dE près et ayant la direction $\vec{\Omega}$ à l'angle solide $d^2\Omega$ près.

Cependant en physique nucléaire, la variable couramment utilisée est le flux neutronique angulaire Φ défini ainsi :

$$\Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = V_n n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \sqrt{\frac{2E}{m}} n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$$

Cette variable n'a pas de signification physique. C'est un outil mathématique permettant de simplifier les équations de la neutronique. Notons que c'est une distribution par rapport aux variables \vec{r}, E et $\vec{\Omega}$ mais une fonction par rapport au temps t .

2.2 L'équation de transport

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

$$\begin{aligned} \text{Variation du nombre de neutrons} &= \text{Neutrons créés dans l'hyper-volume} \\ &\quad - \text{Neutrons perdus par collisions} \\ &\quad - \text{Neutrons sortant du volume } d^3r \end{aligned}$$

- La variation du nombre de neutrons pendant Δt dans l'hyper-volume $d^3r dE d^2\Omega$ s'écrit simplement : $n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t + \Delta t) - n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$.
- Les neutrons créés (par fission, collision ou autre) dans cet hyper-volume pendant Δt sont notés $Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \Delta t$ avec Q la densité de source que nous présenterons au paragraphe suivant.
- Les neutrons perdus par collisions avec des noyaux pendant Δt s'écrivent sous la forme : $\Sigma(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \Delta t$ avec $\Sigma(\vec{r}, E)$ la section efficace macroscopique totale en ce point de l'hyper-volume.
- Le bilan des neutrons sortant du volume d^3r pendant Δt est donné par le théorème de la divergence : $\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \Delta t$.

En divisant l'équation résultante par Δt et en le faisant tendre vers 0, nous obtenons la forme locale de l'équation de transport :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}{V} \right) &= Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \\ &\quad - \Sigma(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \\ &\quad - \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \end{aligned}$$

Dans l'ensemble de notre étude, tous les phénomènes temporels seront considérés comme quasi-statiques. En particulier, l'évolution est prise en compte de manière quasi-statique et est calculée grâce aux équations de Bateman présentées à la section 2.7. Nous pouvons donc simplifier les dépendances temporelles ainsi que la dérivé partielle en t . L'équation se réécrit donc :

$$\Sigma(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (2.1)$$

La densité de source $Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ s'exprime en fonction du flux neutronique et des sections efficaces de diffusion et de fission. Elle est donnée par :

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

- Le premier terme correspond aux collisions, sommé sur toutes les contributions possibles, aboutissant à l'arrivée d'un neutron dans l'hyper-volume autour du point \vec{r} , à l'énergie E et dans la direction $\vec{\Omega}$. Les réactions (n, xn) y sont incluses.
- Le deuxième terme correspond aux neutrons créés par fission. $\nu \Sigma_{f,j}(\vec{r}, E')$ est le produit du

nombre de neutrons produits par fission par la section efficace macroscopique de fission pour un isotope j . $\phi(\vec{r}, E')$ est le flux intégré sur toutes les directions $\vec{\Omega}$, les sources de fission étant isotropes. On intègre aussi sur toutes les énergies de départ E' possibles. On somme ensuite sur tous les isotopes fissiles du milieu (1 à J), $\chi_j(E)$ étant le spectre de fission, i.e. la densité de probabilité pour l'isotope j d'émettre un neutron à l'énergie E à dE près. Enfin, k_{eff} est le facteur de multiplication effectif par lequel on doit diviser la source de fission pour conserver l'état d'équilibre stationnaire.

2.2.1 Le formalisme multigroupe

Pour résoudre numériquement l'équation de transport 2.1, on utilise généralement une discréétisation multigroupe en énergie. Cela consiste à diviser le domaine continu d'énergie en G groupes d'énergie $[E_g, E_{g-1}]$ sur lesquels on considère que les neutrons ont tous la même énergie, et que les données nucléaires (sections efficaces) sont indépendantes de cette dernière. Par convention, E_0 représente l'énergie la plus haute que peut avoir un neutron dans le réacteur. Celle-ci vaut 10 MeV.

Il faut donc calculer les valeurs moyennes des grandeurs utiles (sections efficaces, taux de réactions...) sur chaque groupe d'énergie à partir des grandeurs continues. Ce processus de condensation est effectué dans les bibliothèques de sections efficaces qui donnent directement les valeurs moyennes.

Suite à cette discréétisation, l'équation de transport multigroupe s'écrit :

$$\Sigma_g(\vec{r}) \Phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = Q_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (2.2)$$

avec :

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

Afin de pouvoir résoudre cette équation, nous devons la mettre sous sa forme intégrale. En notant s l'abscisse curviligne, l'équation 2.2 se met sous la forme suivante appelée forme caractéristique de l'équation de transport :

$$\Sigma_g(\vec{r} + s\vec{\Omega}) \phi_g(\vec{r} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) + \frac{d}{ds} \phi_g(\vec{r} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) = Q_g(\vec{r} + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) \quad (2.3)$$

En posant $\tau_g(s) = \int_0^s ds' \Sigma_g(\vec{r} + s'\vec{\Omega})$ le chemin optique, on obtient la forme intégrale en domaine infini de l'équation de transport :

$$\phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_0^\infty ds e^{-\tau_g(s)} Q_g(\vec{r} - s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) \quad (2.4)$$

2.2.2 Les conditions frontières

Pour calculer le flux neutronique, il est nécessaire d'avoir, en plus de l'équation 2.4, des conditions aux frontières. Le domaine V à étudier peut être entouré d'une frontière ∂V où ces conditions sont imposées. On introduit $\vec{N}(\vec{r}_s)$ la normale unitaire sortante à la surface au point $\vec{r}_s \in \partial V$. Plusieurs conditions aux frontières existent pour relier les flux entrants inconnus aux flux sortants connus. Nous présentons ici les deux conditons que nous utliserons dans notre étude.

- La condition de réflexion spéculaire (ou miroir). C'est une condition de réflexion exacte qui impose la frontière comme plan de réflexion de la géometrie où le flux entrant est égal au flux sortant. On a alors :

$$\phi_g(\vec{r}_s, \vec{\Omega}) = \phi_g(\vec{r}_s, \vec{\Omega}')$$

Avec : $\vec{\Omega} \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) = -\vec{\Omega}' \cdot \vec{N}(\vec{r}_s)$ et $(\vec{\Omega} \times \vec{\Omega}') \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) = 0$

- La condition de réflexion isotrope (ou de frontière blanche). Cette condition impose que tout neutron sortant du volume V y retourne avec une distribution angulaire isotrope. On a alors :

$$\phi_g(\vec{r}_s, \vec{\Omega}) = \frac{1}{\pi} \int_{\vec{\Omega}' \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) > 0} d^2\Omega' \left[\vec{\Omega}' \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) \right] \phi_g(\vec{r}_s, \vec{\Omega}')$$

Avec : $\vec{\Omega} \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) < 0$.

Cette condition est une approximation. Elle est utile car elle permet des calculs plus rapides que la condition de réflexion spéculaire. De plus elle retranscrit bien le comportement des neutrons thermiques qui induisent le plus de fissions dans le cas des REP.

2.3 Les méthodes de résolution de l'équation de transport

Nous présentons dans cette partie deux méthodes de résolution de l'équation de transport : la méthode des probabilités de collisions et la méthode des caractéristiques. Ces deux méthodes sont basées sur les coordonnées curvilignes et utilisent une méthode de "tracking" pour résoudre l'équation de transport.

En effet pour résoudre l'équation de transport dans sa forme intégrale (cf. eq. 2.4), il faut utiliser une méthode numérique d'intégration : une technique de quadrature. Des lignes d'intégration sur le volume ou la surface sur lequel on souhaite intégrer les sources sont tracées. Elles sont pondérées par un poids spécifique ω_m associé à chaque direction $\vec{\Omega}_m$ selon le découpage du domaine angulaire. Les poids ω_m sont calculés de manière à vérifier $\int_0^{4\pi} d^2\Omega = \left\| \sum_m \omega_m \vec{\Omega}_m \right\| = 4\pi$. Pour définir le découpage du domaine angulaire, le nombre d'angles polaires ainsi que le nombre d'angles azimutaux doivent être choisis. L'espacement des lignes de tracking dans une même direction est fixé par la densité de tracking voulue. Enfin la condition aux frontières choisie influe également sur le tracking. Par exemple la condition de réflexion spéculaire nécessite de tracer des lignes d'intégration cycliques.

L'ensemble de l'espace est alors discréteisé en lignes d'intégration. Il faut donc identifier les intersections entre ces lignes et les différents milieux du domaine, de manière à calculer les chemins optiques.

2.3.1 Les probabilités de collision

La méthode des probabilités de collision résulte de la discréteisation spatiale de la forme intégrale multigroupe de l'équation de transport (eq. 2.4). L'équation est intégrée sur la direction angulaire des neutrons après un changement de variable $\vec{r}' = \vec{r} - s\vec{\Omega}$:

$$\begin{aligned} \phi_g(\vec{r}) &= \int_{4\pi} d^2\Omega \phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \int_0^\infty ds e^{-\tau_g(s)} Q_g(\vec{r} - s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) \\ &= \int_\infty d^3r' \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} Q_g(\vec{r}') \end{aligned} \quad (2.5)$$

On utilise généralement cette méthode pour un espace pavé à l'infini de cellules unitaires. Chacune de ces cellules est découpée en régions V_i . La notation V_i^∞ représente l'ensemble des régions V_i sur le pavage infini. On développe la section efficace de diffusion en polynôme de Legendre et on ne conserve que le premier terme :

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

De plus, on suppose que la source de neutrons $Q_{i,g}$ est constante sur chacune des régions V_i . Cette hypothèse nécessite donc une discréteisation fine de la géométrie.

En multipliant alors l'équation 2.5 par la section macroscopique totale $\Sigma_g(\vec{r})$ et en intégrant sur

chaque région V_i , on obtient :

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

avec :

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

L'équation du flux peut ainsi être simplifié de la forme suivante :

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

avec :

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

$P_{ij,g}$ correspond à la probabilité pour un neutron né dans une des régions V_i du réseau de subir sa première collision dans la région V_j du motif étudié. Cela explique le terme de probabilité de collision (CP). En général, on considère que les sections efficaces macroscopiques sont constantes dans les régions V_j . On peut alors utiliser les probabilités de collision réduites $p_{ij,g}$ définies comme telles :

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

Le flux s'écrit alors de la manière suivante :

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

Pour le calcul du flux neutronique avec cette méthode, la première étape est donc de calculer les CP. Une fois celles-ci calculées, le flux intégré est calculé par itérations sur les sources de neutrons. Deux processus itératifs sont superposés. Une itération interne est effectuée sur les sources de diffusion jusqu'à l'obtention d'un flux multigroupe convergé et une itération externe est considérée pour converger sur les sources de fission et sur le k_{eff} ou les fuites.

Cette méthode est cependant limitée techniquement par le nombre n de régions considérées. En effet elle demande de stocker et d'inverser des matrices de taille n^2 dans un calcul multigroupe. Cette méthode est donc extrêmement couteuse en terme d'espace nécessaire et en temps de calcul dès que le nombre de régions dépasse le millier.

2.3.2 La méthode des caractéristiques

La méthode des caractéristiques (Askew J.R., 1972) utilise la forme caractéristique de l'équation de transport (eq. 2.3). Cette méthode est très proche de la méthode des CP et s'appuie sur un calcul itératif du flux neutronique multigroupe sur des trajectoires traversant entièrement le domaine. Le tracking utilisé est calculé de la même manière que précédemment. Dans une région V_j dans laquelle passe un segment d'intégration k de longueur L_k , la relation entre les flux angulaires entrant et sortant est :

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

Le flux scalaire moyen est alors calculé avec une somme pondérée sur toutes les directions et les points possibles du tracking. Aux frontières, les conditions de réflexion sont traitées de manière itérative entre les flux entrant et sortant.

La méthode des caractéristiques résoud le même type d'équations que la méthode des CP, mais a l'avantage de n'avoir besoin que d'une matrice de taille de l'ordre $n + l$ (n étant le nombre de régions et l le nombre de surfaces) contre n^2 pour la méthode des CP. Cet avantage est très intéressant lorsque les géométries sont discrétisées très finement et que le nombre de régions est ainsi très grand.

Cependant cette méthode possède un inconvénient pratique. Elle doit relire le fichier de tracking lors de chaque itération interne, impliquant des surcoûts importants en temps de calcul, tandis que la méthode des CP ne lit la matrice des CP qu'une seule fois. Il est alors nécessaire d'utiliser des méthodes d'accélération efficaces pour que cette méthode soit utilisable.

Le module MCCGT de DRAGON (Le Tellier R., 2006) implanté dans la version 4 permet d'accélérer cette méthode pour les deux conditions de réflexion que nous utiliserons dans cette étude.

2.4 Le modèle de fuite

Un modèle de fuite est indispensable pour les calculs servant à créer nos bibliothèques. Nous ne savons pas a priori dans quel état sera un assemblage lors du calcul de cœur. Cependant le cœur est maintenu à l'état critique, i.e. $k_{eff} = 1$, tout au long de l'évolution. La meilleure approximation est donc de supposer que l'assemblage est stationnaire lors de la création de la bibliothèque. On utilise donc généralement un modèle de fuite B_1 (Petrovic I. et Benoist P., 1996) pour simuler les fuites de neutrons dans l'assemblage permettant de le maintenir à l'état critique.

2.5 L'auto-protection des résonances

Le calcul de l'auto-protection des résonances est une étape importante pour la création de nos bibliothèques. En effet certains isotopes lourds du combustible présentent pour des énergies très localisées, des sections efficaces très élevées. Dans un domaine d'énergie correspondant à une résonance d'un des isotopes, le flux neutronique est donc atténué car l'isotope absorbe plus de neutrons. Le taux de réaction correspondant, qui est le produit de la section efficace macroscopique totale par le flux, ne sera donc pas nécessairement plus élevé.

Le problème du formalisme multigroupe que nous utilisons pour résoudre l'équation de transport est le suivant : on calcule les valeurs moyennes des sections efficaces sur les intervalles d'énergie définis. Or le calcul avec ces valeurs moyennes ne tiendra pas compte de la dépression du flux dans les intervalles où des résonances sont présentes. Les taux de réaction résultants seront donc largement surestimés, donnant des résultats non-acceptables.

Le calcul d'auto-protection consiste donc à estimer pour chaque isotope résonnant les taux de réaction moyens et les flux moyens sur chaque groupe d'énergie présentant des résonances, de manière à obtenir des sections efficaces dites "auto-protégées" pour le calcul du flux avec le formalisme multigroupe.

Plusieurs méthodes existent pour le calcul de l'auto-protection. Nous présentons ici la méthode utilisée dans notre étude : la méthode de Stamm'ler généralisée, implémentée dans DRAGON à travers le module SHI (Hébert A. et Marleau G., 1991).

2.5.1 La méthode de Stamm'ler généralisée

La méthode de Stamm'ler généralisée est une méthode itérative qui suppose qu'un seul isotope résonnant est présent dans la région étudiée. On considère que les autres isotopes ne contribuent

qu'au ralentissement des neutrons. Une fois les sections efficaces microscopiques de cet isotope calculées, on étudie un autre isotope résonnant en considérant le précédent comme non-résonnant. On itère ainsi sur les isotopes résonnantes en chargeant à chaque nouvelle itération leurs sections que l'on a calculées.

En notant N^* la densité de l'isotope résonnant d'une itération dans la région étudiée, on peut donc écrire, en reprenant l'approche de la méthode des CP :

$$\phi_i(u) = \sum_j p_{ij}(u) [\mathcal{R}_j^+ \{\phi_j(u)\} + \mathcal{R}_j^* \{\phi_j(u)\}] \quad (2.6)$$

Avec :

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

La variable $u = \log(E_0/E)$ est la léthargie. Il est normal de ne pas avoir de discréétisation énergétique puisque l'on cherche à évaluer les sections sur le spectre énergétique réel puis à les condenser sur les groupes de la discréétisation multigroupe.

On simplifie ensuite l'équation 2.6 en utilisant l'hypothèse classique proposée par Livolant et Jeanpierre (1974) et reprise par Stamm'ler et Abbate (1983) : on approxime le flux neutronique ϕ dans chaque région comme le produit d'un flux de structure fine φ et d'une distribution macroscopique régulière en léthargie ψ .

On définit le flux macroscopique $\psi_i(u)$ par :

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

On utilise également une autre approximation qui consiste à supposer que l'opérateur de ralentissement agit sur une faible largeur en léthargie. On peut donc écrire :

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

Enfin on suppose que la distribution $\psi_i(u)$ est plate sur le domaine considéré, qu'elle n'a donc

pas de dépendance spatiale. L'équation 2.6 peut donc se réécrire, après simplification :

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

En fusionnant toutes les régions résonnantes en une région notée r , on a alors :

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

Une première approximation utilisée par Stamm'ler consiste à représenter p_{rr} par un développement rationnel à N termes du type :

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

Nous ne présentons pas ici le détail des calculs des coefficients par groupe d'énergie $\Sigma_{e,n}(g)$ et $\alpha_n(g)$.

La deuxième approximation utilisée par Stamm'ler concerne le comportement de l'opérateur de ralentissement $\mathcal{R}_r^* \{\varphi_r(u)\}$. On utilise ici l'approximation de Goldstein-Cohen (1962) qui est une combinaison linéaire des modèles de résonance fine et de masse infinie NRIM (Narrow Resonance Infinite Mass). L'opérateur de ralentissement se met alors sous la forme :

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

$\Sigma_{sr}^*(u)$ est la section efficace macroscopique de diffusion de l'isotope lourd et Σ_{pr} la section efficace macroscopique potentielle.

Les flux de structure fine s'écrivent alors :

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

Enfin on souhaite calculer la section efficace auto-protégée $\bar{\sigma}_{j,g}$ de l'isotope j dans le groupe d'énergie g obtenue par condensation selon la formule suivante :

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

μ_g est un facteur de superhomogénéisation (SPH) obtenu par une procédure d'équivalence multigroupe (Hébert A., 1981). Cette formule de condensation doit alors être légèrement modifiée et adaptée au flux de structure fine afin de pouvoir calculer les sections efficaces auto-protégées.

2.6 Homogénéisation et condensation

A la suite d'un calcul de flux utilisant la forme multigroupe de l'équation de transport, nous obtenons, pour chaque région et chaque groupe d'énergie, des flux. Lors de la deuxième étape d'un schéma de calcul classique à deux étapes, nous avons besoin de des flux, des sections efficaces et des coefficients de diffusion moyennés généralement par crayon ou par assemblage (homogénéisation) et condensés à K (généralement 2) groupes d'énergie (condensation).

D'une manière générale, en partant de grandeurs définies sur un espace à $N \times G$ dimensions (N régions et G groupes), on souhaite moyenner ces dernières sur un espace à $M \times K$ dimensions de telle sorte que :

à chaque indice $m \in]1, M[$ correspond un ensemble d'indices $n \in]1, N[: N_m$
à chaque indice $k \in]1, K[$ correspond un ensemble d'indices $g \in]1, G[: G_k$

On a donc : $G = \cup_{k=1}^K G_k$ et $N = \cup_{m=1}^M N_k$.

Les grandeurs homogénéisées et condensées sont calculées de manière à préserver les taux de réaction. La conservation des taux de réaction est très importante car c'est une grandeur physique, contrairement aux flux ou aux sections efficaces. On applique les formules suivantes pour enregistrer les sections efficaces et les flux moyennés dans les bibliothèques :

Volumes :

$$V_m = \sum_{i \in N_m} V_i$$

Flux :

$$\Phi_{m,k} = \frac{1}{V_m} \sum_{i \in N_m} \sum_{g \in G_k} V_i \Phi_{i,g}$$

Sections efficaces :

$$\Sigma_{m,k} = \frac{1}{V_m \Phi_{m,k}} \sum_{i \in N_m} \sum_{g \in G_k} V_i \Phi_{i,g} \Sigma_{i,g}$$

En général, on condensera les sections efficaces à deux groupes d'énergie, séparés à 0.625 eV.

Le groupe le plus énergétique est appelé le groupe rapide et le moins énergétique le groupe thermique.

2.7 Calcul d'évolution

Le calcul d'évolution consiste à suivre la composition isotopique au cours du temps des différents milieux. L'objectif est de réaliser le bilan matière d'un milieu en fonction du taux de combustion du combustible, appelé le "burnup", qui s'exprime généralement en mégawatt jour par tonne de matériaux lourds initiaux (MWj/t). Ce burnup correspond à la quantité d'énergie que le combustible a dégagé depuis son insertion dans le réacteur.

Les équations qui régissent le calcul d'évolution sont les équations de Bateman :

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_{j=1}^I \tau_{j \rightarrow i}(t) + Y_{j \rightarrow i} \tau_{f,j}(t) + \lambda_{j \rightarrow i} N_j(t) - (\tau_{a,i}(t) + \lambda_i N_i(t)) \quad (2.7)$$

où :

- $(N_i(t))_{i \in [1 \dots I]}$ sont les concentrations isotopiques des I différents isotopes évoluants.
- $\tau_{j \rightarrow i}(t) = \sigma_{j \rightarrow i} \Phi(t)$ est le taux des réactions (autres que la fission) conduisant à la formation de l'isotope i à partir de l'isotope j .
- $Y_{j \rightarrow i}$ est le rendement de fission : c'est la probabilité pour que l'isotope i soit produit à partir d'une fission de l'isotope j .
- $\tau_{f,j}(t) = \sigma_{f,j} \Phi(t)$ est le taux de réaction de fission de l'isotope j .
- $\lambda_{j \rightarrow i}$ est la constante de décroissance radioactive de l'isotope j qui conduit à la formation de l'isotope i .
- $\tau_{a,i}(t) = \sigma_{a,i} \Phi(t)$ est le taux de réaction d'absorption de l'isotope i .
- λ_i est la constante de décroissance radioactive de l'isotope i .

Ces équations forment un système d'équations différentielles couplées qui est résolu par une méthode itérative. Ce calcul d'évolution est en fait un calcul quasi-statique : il repose sur l'hypothèse que le flux est constant sur la période d'évolution choisie. Il est donc nécessaire de choisir des pas de temps adapté, que l'on appellera pas de burnup, sur lequel on peut supposer que le flux est constant.

On peut ainsi construire, en résolvant ce système pour différents pas de burnup, une bibliothèque de sections efficaces pour le calcul de cœur, interpolable aux valeurs de burnup choisies.

2.8 L'équation de la diffusion

Le calcul complet du flux neutronique dans le cœur en 3D et en évolution avec l'équation de transport est pour le moment impossible. Il est donc nécessaire d'effectuer des approximations pour simplifier l'équation.

2.8.1 L'approximation P_1

Pour résoudre l'équation de transport, le flux neutronique est développé en harmoniques sphériques où seuls les $N + 1$ premiers termes sont conservés (Bell G. et Glasstone S., 1970). Ceci constitue l'approximation P_n .

La théorie de la diffusion découle de l'approximation P_1 où les deux premiers termes seulement sont conservés. Le flux s'écrit donc :

$$\Phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \approx \frac{1}{4\pi} \left[\Phi_g(\vec{r}) + 3\vec{\Omega} \cdot \vec{J}_g(\vec{r}) \right]$$

où $\vec{J}_g(\vec{r})$ est la densité de courant angulaire : $\vec{J}_g(\vec{r}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \vec{\Omega} \cdot \Phi_g(\vec{r}, \vec{\Omega})$

De même la section efficace de diffusion est développée à l'ordre 1 :

$$\Sigma_{s,g}(\vec{r}, \vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}') \approx \frac{1}{4\pi} \left[\Sigma_{s,g,0}(\vec{r}) + 3\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}' \Sigma_{s,g,1}(\vec{r}) \right]$$

Le bilan de population neutronique simplifié s'obtient en remplaçant le flux et la section efficace de diffusion dans l'équation 2.2 et en intégrant sur l'angle solide. On a alors :

$$\begin{aligned} \Sigma_g(\vec{r}) \Phi_g(\vec{r}) + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_g(\vec{r}) &= \sum_{h=1}^G \Sigma_{s,g \leftarrow h,0}(\vec{r}) \Phi_h(\vec{r}) \\ &\quad + \frac{\chi_g(\vec{r})}{k_{eff}} \sum_{h=1}^G \nu \Sigma_{f,h}(\vec{r}) \Phi_h(\vec{r}) \end{aligned} \tag{2.8}$$

2.8.2 La loi de Fick

L'équation précédente dépend du flux et du courant neutroniques. La loi de Fick est une loi empirique qui relie ces deux grandeurs. Elle consiste à supposer que les neutrons vont globalement des régions où leur concentration est la plus forte vers les régions où celle-ci est plus faible. La relation s'écrit :

$$\vec{J}_g(\vec{r}) = -D_g(\vec{r}) \vec{\nabla} \Phi_g(\vec{r}) \tag{2.9}$$

Dans le cadre du modèle du mode fondamental, on utilise une forme de flux du type : $\vec{\Phi}_g(\vec{r}) = \varphi_g e^{\vec{B} \cdot \vec{r}}$. De même, pour le courant on prend : $\vec{J}_g(\vec{r}) = \vec{J}_g e^{\vec{B} \cdot \vec{r}}$.

En remplaçant dans l'équation 2.9, on obtient :

$$D_g = \frac{1}{B} \frac{i\vec{J}_g}{\varphi_g}$$

En remplaçant dans l'équation 2.8, on a :

$$\begin{aligned} \Sigma_g(\vec{r}) \Phi_g(\vec{r}) - \vec{\nabla} \cdot D_g(\vec{r}) \vec{\nabla} \Phi_g(\vec{r}) &= \sum_{h=1}^G \Sigma_{s,g \leftarrow h,0}(\vec{r}) \Phi_h(\vec{r}) \\ &\quad + \frac{\chi_g(\vec{r})}{k_{eff}} \sum_{h=1}^G \nu \Sigma_{f,h}(\vec{r}) \Phi_h(\vec{r}) \end{aligned} \quad (2.10)$$

Cela permet de déterminer le coefficient de diffusion à l'issue du calcul de transport. On peut réécrire cette équation sous la forme matricielle suivante :

$$\left(\underbrace{\lambda [\chi] [\nu \Sigma_f]^T}_{\text{terme de production}} - \underbrace{([\Sigma] - \vec{\nabla} \cdot [D] \vec{\nabla})}_{\text{terme d'élimination}} \right) [\Phi] = 0$$

avec $\lambda = \frac{1}{k_{eff}}$ et $[\Sigma]$ qui contient les contributions des sections macroscopiques totales Σ_g et des sections de diffusion $\Sigma_{s,g \leftarrow h,0}$.

Ce problème est un problème aux valeurs propres. Il ne possède qu'une seule solution physique non triviale (le flux nul étant une solution triviale). Elle correspond à la plus grande des valeurs absolues de k_{eff} dans l'ensemble des différentes valeurs propres λ . Cette solution est le mode fondamental et nous donne donc le facteur de multiplication effectif du réacteur. On dira de ce dernier qu'il est critique si $k_{eff} = 1$, sous-critique si $k_{eff} < 1$ et sur-critique si $k_{eff} > 1$. A l'état stationnaire, le réacteur doit être critique.

2.8.3 Conditions frontières

Comme pour l'équation de transport, nous devons imposer des conditions aux frontières pour compléter la solution. Généralement pour un calcul de cœur fini les conditions qui sont imposées correspondent au fait que le courant entrant est nul à la limite du réacteur.

2.8.4 Discrétisation de l'équation de diffusion

Pour résoudre l'équation de diffusion par des techniques d'analyse numérique, nous devons transformer l'équation différentielle en un système matriciel. De nombreuses méthodes de discréétisation existent telles que les méthodes nodales, celles aux différences finies ou encore celles aux éléments finis mixtes duals. Nous ne présentons ici que la méthode aux différences finies centrées que nous utiliserons dans cette étude.

Cette méthode discrétise spatialement le domaine en N sous-régions indiquées de 1 à N . Elle considère que le flux moyen dans chaque sous-région est égal au flux en son centre. Dans notre cas nous n'utilisons que des discréétisations cartésiennes. De plus pour des raisons de clarté, nous ne donnons que les formules à une dimension, celles à trois dimensions étant beaucoup plus lourdes. On a alors les équations :

$$\begin{cases} \Phi_m = \Phi(x_m) = \frac{1}{\Delta x_m} \int_{x_{m-\frac{1}{2}}}^{x_{m+\frac{1}{2}}} dx \Phi(x) \\ -D_m \int_{x_{m-\frac{1}{2}}}^{x_{m+\frac{1}{2}}} dx \frac{d^2 \Phi}{dx^2} + \Sigma_{r,m} \int_{x_{m-\frac{1}{2}}}^{x_{m+\frac{1}{2}}} dx \Phi(x) = \Delta x_m Q_{r,m} \end{cases}$$

Cette dernière s'intègre de la manière suivante :

$$-D_m [\Phi' (x_{m+\frac{1}{2}}^-) - \Phi' (x_{m-\frac{1}{2}}^+)] + \Delta x_m \Sigma_{r,m} = \Delta x_m Q_{r,m}$$

On développe ensuite Φ en série de Taylor aux points x_m et x_{m-1} pour obtenir une expression de $\Phi' (x_{m-\frac{1}{2}}^+)$:

$$\Phi(x_m) = \Phi(x_{m-\frac{1}{2}}) + \frac{\Delta x_m}{2} \Phi' (x_{m-\frac{1}{2}}^+)$$

$$\Phi(x_{m-1}) = \Phi(x_{m-\frac{1}{2}}) - \frac{\Delta x_{m-1}}{2} \Phi' (x_{m-\frac{1}{2}}^-)$$

De plus, le courant neutronique étant continu, on a :

$$D_{m-1} \Phi' (x_{m-\frac{1}{2}}^-) = D_m \Phi' (x_{m-\frac{1}{2}}^+)$$

A partir de ces équations, on obtient une expression de $\Phi' (x_{m-\frac{1}{2}}^+)$ comme combinaison linéaire de $\Phi(x_m)$ et de $\Phi(x_{m-1})$. De manière analogue, on a une expression de $\Phi' (x_{m+\frac{1}{2}}^-)$ comme combinaison linéaire de $\Phi(x_m)$ et de $\Phi(x_{m+1})$. On se ramène alors à un système matriciel de la forme $A\Phi = Q$ avec $\Phi = (\Phi_1, \dots, \Phi_N)$. Plusieurs techniques que nous ne détaillons pas ici existent pour résoudre ce type de système.

CHAPITRE 3

LE SCHÉMA DE CALCUL D'UN CŒUR DE REP

Un des objectifs des calculs de cœur est de connaître le flux neutronique et d'obtenir la nappe de puissance dans le réacteur. Cependant, étant donné la puissance actuelle des ordinateurs, il n'est pas possible de résoudre l'équation de transport sur tout le cœur, en évolution et en 3D. Les temps de calculs seraient trop longs et un problème de taille mémoire se poserait. Il faut donc accepter des simplifications en recourrant à des approximations pour diminuer ce temps de calcul. Toutefois la précision des résultats reste une priorité et des compromis entre le temps de calcul et la précision seront nécessaires.

Le but de ce chapitre est de présenter le schéma de calcul classique utilisé pour le calcul d'un cœur de réacteur REP ainsi que ses différentes options possibles. Nous allons ensuite présenter les modifications apportées à ce schéma pour constituer le schéma de calcul environné, que nous allons utiliser dans cette étude. Enfin, dans la dernière partie, les logiciels utilisés pour effectuer ces calculs seront présentés.

3.1 Le schéma de calcul classique

Le schéma de calcul classique d'un REP se décompose généralement en deux étapes. La première consiste à créer des bibliothèques de sections efficaces en transport, qui seront utilisées pour le calcul de diffusion du cœur qui constitue la deuxième étape.

3.1.1 Bibliothèques de sections efficaces

La création des bibliothèques de sections efficaces s'effectue grâce à des calculs d'assemblage en transport, avec une discrétisation fine en énergie et en espace. Ces calculs sont généralement effectués en milieu infini, et en 2D pour gagner en temps de calcul. Par la suite, nous appellerons schéma de calcul classique le schéma en milieu infini. Un modèle de fuite est utilisé pour que ces calculs soient critiques et que les sections efficaces correspondent à un flux critique. Ce choix est logique, car le réacteur est constamment maintenu à l'état critique lors d'un calcul de cœur.

Suite à ces calculs, plusieurs options s'offrent pour la création des bibliothèques selon la précision sur la nappe de puissance finale désirée :

- Dans un premier temps, nous pouvons choisir de condenser les sections efficaces aux nombres de groupes d'énergie voulus. Généralement, la condensation est faite à deux groupes, séparés à 0.625 eV, qui donne le groupe rapide et le groupe thermique.
- Nous pouvons également choisir d'homogénéiser les sections efficaces par crayon ou par assemblage.

Le choix du calcul de diffusion lors de la deuxième étape détermine les options utilisées.

D'autre part, ces bibliothèques de sections efficaces doivent être interpolables aux différents paramètres de contre-réaction choisis (le burnup, la concentration en bore, la température du caloporteur...). En effet, les sections efficaces homogénéisées par crayon ou par assemblage varieront en fonction des effets de contre-réaction. Là encore, les choix de ces différents paramètres et du nombre de valeurs correspondantes, dépendent de la précision finale souhaitée en fonction du temps de calcul recherché, car il faut effectuer autant de calculs en transport que de valeurs choisies pour ces paramètres. Par exemple si nous choisissons d'interpoler sur 7 valeurs de burnup, 5 concentrations en bore et 3 températures moyennes du caloporteur, il faudra effectuer 105 (7x5x3) calculs en transport.

Enfin, une bibliothèque est créée pour chaque type d'assemblage différent. Deux types de combustibles différents existent pour les REP :

- le combustible d'Oxyde d'Uranium (UOX), à base de dioxyde d'uranium, enrichi entre 3 et 5% en uranium-235 afin de pouvoir rendre le réacteur critique.
- le combustible de Mixed Oxyde (MOX), permettant de recycler le plutonium que l'on allie à de l'uranium appauvri, produit résultant des cycles d'enrichissement de l'uranium.

Une fois que toutes les bibliothèques nécessaires sont créées, nous pouvons effectuer la deuxième étape du schéma, à savoir le calcul de diffusion sur le cœur entier.

3.1.2 Calcul de diffusion sur le cœur

Cette étape consiste à effectuer le calcul en diffusion sur le cœur entier du réacteur, en 3D et en évolution, avec les différentes options d'homogénéisation et de condensation choisies. A chaque pas de l'évolution, nous calculons les burnups moyens de chaque crayon ou de chaque assemblage ainsi que les valeurs des autres paramètres de contre-réaction utilisés. Avec ces données, les différentes sections efficaces de chaque crayon ou assemblage, pour le pas d'évolution suivant, peuvent être interpolées sur chaque groupe d'énergie.

Toutefois les deux options d'homogénéisation présentent des avantages et des inconvénients. L'avantage du calcul crayon par crayon est d'être très fin et donc de donner les informations sur le

point chaud de manière précise à la fin du calcul de cœur. Cependant l'inconvénient majeur de ce calcul est d'être très long, même avec une condensation énergétique à deux groupes. Nous lui avons donc préféré un calcul homogène par assemblage, qui a l'avantage d'être très rapide mais ne permet pas de déterminer directement la localisation du point chaud. Nous développerons pour cela, dans le chapitre 6, une méthode hybride, appelée la reconstruction fine de puissance (RFP), qui couple de manière précise les informations obtenues des calculs en transport au calcul de diffusion, dans le but d'obtenir la nappe de puissance finale crayon par crayon, avec des calculs très rapides.

3.1.3 Approximations utilisées

Ce schéma de calcul classique nécessite plusieurs approximations :

- Au niveau des calculs en transport pour la création des bibliothèques, les approximations servant à simplifier la résolution de l'équation de transport ont été présentées au chapitre 2, en particulier la discréétisation multigroupe ou le découpage spatial.
- L'approximation P1 pour le calcul de diffusion qui ne conserve que les deux premiers termes du développement du flux en harmoniques sphériques ainsi que la loi de Fick qui suppose que les neutrons se déplacent globalement des régions où leur concentration est la plus grande vers celles où elle est la plus faible. Ces deux approximations ont également été présentées au chapitre 2.
- L'hypothèse de milieu infini combinée à l'homogénéisation par assemblage impliquant qu'on ne tienne jamais vraiment compte de l'environnement au cours des deux étapes de ce schéma de calcul. C'est pourquoi nous allons développer un autre schéma de calcul qui a pour objectif d'étudier l'environnement et d'évaluer l'impact de sa prise en compte.

3.2 Le schéma de calcul environné

Dans un cœur de REP, les assemblages peuvent être de deux types distincts, UOX ou MOX. Ils possèdent des burnups différents en fonction du nombre de cycles auxquels ils ont déjà participés et peuvent être placés à coté du réflecteur. De plus lors du calcul de diffusion nous ne calculons que des burnups moyens par assemblage.

Or l'environnement est une notion locale qui n'agit que sur les rangées de crayons proches des interfaces. Ce calcul en diffusion ne pourrait donc réellement tenir compte de l'environnement que si cette notion était déjà prise en compte dans les bibliothèques d'interpolation, ce qui n'est pas le cas avec l'hypothèse de milieu infini de la première étape du schéma de calcul classique.

Le but de notre étude est donc de créer des bibliothèques prenant en compte l'environnement des

assemblages afin d'évaluer son impact par rapport au schéma de calcul classique. Ainsi la première étape de notre schéma, que nous appellerons par la suite le schéma environné, sera différente du schéma classique tandis que la deuxième sera identique à la différence près que nous n'utiliserons pas les mêmes bibliothèques d'interpolation. Nous développerons également, dans le chapitre 6, la méthode de reconstruction fine de puissance avec les données environnées, pour obtenir une meilleure estimation de la localisation et de la valeur du point chaud.

Toutefois l'environnement est une notion complexe comme nous le verrons ultérieurement, ce qui nécessite des simplifications. Les hypothèses faites dans ce contexte pour nos calculs environnés seront présentées dans le chapitre suivant.

Notons que notre schéma de calcul environné n'est pas fondamentalement un schéma de calcul différent puisque les deux étapes sont identiques et que seules certaines hypothèses changent. Nous l'appellerons tout de même schéma environné par la suite pour un souci de clarté.

3.3 Logiciels utilisés

Deux codes seront utilisés pour les deux étapes des différents schémas de calcul. Les calculs de réseau seront effectués avec le code DRAGON tandis que les calculs en diffusion seront effectués avec le code de cœur DONJON.

3.3.1 Le code DRAGON

Le code DRAGON (Marleau G., Hébert A. et Roy R., Janvier 2010), créé par l'Institut du Génie Nucléaire (IGN) de l'École Polytechnique de Montréal, résulte d'un effort de rationalisation concerté qui consistait à unifier en un seul code différents modèles et algorithmes utilisés pour la résolution de l'équation de transport des neutrons. Ainsi le code de cellule DRAGON est divisé en différents modules de calculs qui sont reliés entre eux via le programme de contrôle généralisé du groupe d'analyse nucléaire (GAN generalized driver) (Roy R. et Hébert A., 2000), l'échange d'information entre les différents modules étant assuré par des structures de données.

Nous utiliserons la version 4.0 de ce logiciel pour cette étude. Les principales composantes que nous utiliserons de cette version sont :

- Les modules d'analyse de géométrie générant des fichiers de lignes d'intégration. Nous utiliserons principalement le module NXT qui crée des lignes d'intégration pour des géométries complexes tels les clusters que nous utilisons et le module MCCGT qui permet l'accélération de la méthode des caractéristiques (R. Le Tellier, 2006).

- Le module d’auto-protection des résonances SHI qui utilise la méthode de Stamm’ler généralisée (Hébert A. et Marleau G., 1991; Hébert A., 2004).
- Le module ASM de calcul des probabilités de collision des fichiers de lignes d’intégration qui sera utilisé avec l’option ARM permettant d’utiliser la méthode des caractéristiques (accélérée par le module MCCGT).
- Le module de résolution pour le flux multigroupe FLU qui permet de faire des calculs critiques grâce au modèle de fuite.
- Le module d’évolution isotopique EVO servant à faire évoluer les mélanges voulus dans nos regroupements grâce à l’option MIXB.
- Le module d’édition EDI qui réalise l’homogénéisation et la condensation des sections efficaces.
- Le module de création des bibliothèques COMPO qui génère des multicompos compatibles pour le calcul de diffusion.

DRAGON peut finalement lire et traiter différents formats de sections efficaces microscopiques incluant :

- MATXS (MacFarlane R.E., 1984)
- WIMS-D4 (Askew J.R., Fayers F.J. et Kemshell P.B., 1966)
- WIMS-AECL (Donnelly J.V., 1986)
- APOLLO (Hoffman A. et al., 1973)

Nous utiliserons dans notre étude des bibliothèques générées par l’Agence Internationale de l’Energie Atomique (IAEA), utilisant le format WIMS D4.

3.3.2 Le code DONJON

Le code DONJON (Sekki D., Hébert A. et Chambon R., Janvier 2010) a également été développé par l’IGN et utilise aussi le programme de contrôle généralisé du groupe d’analyse nucléaire. Il est un complément naturel du code DRAGON et permet d’effectuer de nombreuses analyses statiques des calculs de flux direct ou adjoint, des harmoniques et d’adjoints généralisés. De plus en servant d’approximations quasi-statiques (améliorée et généralisée), il permet aussi les études en cinétique espace-temps. Dans cette étude, nous utiliserons la version 4.0 de ce logiciel.

Ce logiciel permet le calcul du flux dans le cœur du réacteur en utilisant les modules TRIVAT, TRIVAA et FLUD ainsi que son évolution grâce au module TINST.

CHAPITRE 4

PARAMÈTRES ET HYPOTHÈSES POUR LA CRÉATION DES BIBLIOTHÈQUES DE SECTIONS EFFICACES

Cette étude fait suite à la maîtrise d'Hadrien Leroyer, s'intitulant "Calculs d'assemblages de REP en environnement" (Février 2009). Nous nous sommes servi de ses fichiers de calculs DRAGON comme base de départ pour créer les nôtres. Les paramètres choisis sont donc quasiment les mêmes et les études menées pour justifier ces choix sont présentées dans son mémoire. Cependant certaines hypothèses, nouvelles par rapport à ses calculs, nous ont amené à en modifier certains.

Les calculs en transport étant très coûteux en terme de temps, le choix des différents paramètres se fait dans l'optique de trouver un bon compromis entre la précision des résultats et le temps de calcul.

L'objectif de cette partie est donc de présenter les différents paramètres finaux choisis pour nos calculs de transport, ainsi que les hypothèses spécifiques sur le choix de l'environnement pour la création de nos bibliothèques environnées.

Notons que dans notre étude, nous cherchons au final à faire des comparaisons entre deux schémas de calculs et non à comparer nos résultats à des valeurs réelles. Il est donc important de choisir les mêmes options de calcul pour la création de nos bibliothèques afin que les comparaisons soient pertinentes. Nos calculs de regroupement d'assemblages étant les plus longs, ce sont ces derniers qui imposeront finalement les choix des différents paramètres.

4.1 Objectif de ces calculs

Le but des différents calculs en transport est d'obtenir des bibliothèques de sections efficaces correspondant à un flux critique, interpolables en fonction des différents paramètres de contre-réaction choisis.

Lors de la deuxième étape du schéma de calcul d'un cœur, i.e. l'évolution de celui-ci par un calcul de diffusion avec les bibliothèques d'interpolation, la concentration en bore est adaptée à chaque pas, dans le but de conserver la criticité de cœur. De plus au cours de l'évolution, les burnups de chaque assemblage augmentent. Nous créerons donc des bibliothèques interpolables en

fonction de la concentration en bore et du burnup de l’assemblage.

La concentration en bore doit pouvoir être interpolée entre 0 et 1700 ppm, 1700 ppm étant la concentration maximale de bore possible dans un REP. Le burnup doit quant à lui être interpolable de 0 à 60 GWj/t environ car certains assemblages, au début d’un nouveau rechargement du cœur, ont déjà servi pour trois cycles, soit un burnup de 42 GWj/t environ, dans le cas de rechargement par quart.

4.2 Mise en œuvre

Pour simplifier l’utilisation des bibliothèques lors du calcul de cœur avec DONJON, les pas d’interpolabilité doivent être les mêmes en burnup pour toutes les concentrations en bore et inversement. Les calculs DRAGON se déroulent donc en deux étapes :

- Dans un premier temps, nous effectuons le calcul classique d’évolution de l’assemblage ou du regroupement pour différents pas de burnup. Cette première évolution constitue l’évolution nominale. Les différents pas de burnup utilisés pour l’évolution sont présentés dans le tableau 4.1. Le choix de ces différents pas est inspiré de précédentes études de REP avec DRAGON (J. Le Mer, Août 2007). Cette première évolution s’effectue à 500 ppm car c’est la concentration moyenne présente dans un cœur pendant sa longueur de campagne. La longueur de campagne d’un cœur étant la durée pendant laquelle le réacteur peut rester critique en ajustant la concentration en bore.
- Ensuite dans un deuxième temps, nous effectuons les mêmes évolutions avec d’autres concentrations en bore, également fixées durant l’évolution. Ces dernières constituent les calculs de reprise. Pour garantir le fait d’être aux mêmes pas de burnup que l’évolution nominale, pour l’enregistrement dans les bibliothèques, nous chargeons à chaque étape de l’évolution dans les reprises les concentrations isotopiques obtenues lors de l’étape équivalente dans l’évolution nominale. Ainsi les sections obtenues lors de l’étape d’une reprise correspondront au même burnup que l’étape équivalente de l’évolution nominale mais pour une concentration en bore différente. Dans notre cas nous avons effectués des calculs de reprise à 0, 1100 et 1700 ppm. Nous n’avons fait que trois calculs de reprise car le temps de calcul demandé pour chaque nouvelle reprise est beaucoup trop long et n’est pas justifié par le gain en précision.

Enfin pour garantir le fait que nos sections efficaces correspondent à un flux critique dans nos bibliothèques, le calcul du flux est effectué à chaque étape en type B, qui impose automatiquement le coefficient de fuite nécessaire pour obtenir la criticité sur l’assemblage ou le regroupement, selon le cas.

Indice	Temps (jours)	Burnup (GWj/t)	Indice	Temps (jours)	Burnup (GWj/t)	Indice	Temps (jours)	Burnup (GWj/t)
1	0	0,00	14	424	16,31	27	1074	41,30
2	2	0,0769	15	474	18,23	28	1124	43,22
3	8	0,307	16	524	20,15	29	1174	45,15
4	18	0,692	17	574	22,07	30	1224	47,07
5	34	1,307	18	624	24,00	31	1274	49,00
6	54	2,077	19	674	25,92	32	1324	50,92
7	84	3,230	20	724	27,84	33	1374	52,84
8	124	4,768	21	774	29,76	34	1424	54,76
9	174	6,691	22	824	31,69	35	1474	56,68
10	224	8,614	23	874	33,61	36	1524	58,61
11	274	10,54	24	924	35,53	37	1574	60,53
12	324	12,46	25	974	37,46			
13	374	14,38	26	1024	39,38			

Tableau 4.1 Pas de burnup pour la création des bibliothèques.

4.3 Description des assemblages

Les assemblages d'UOX et de MOX utilisés dans cette étude sont présentés à la figure 4.1. Chaque assemblage est découpé en 17 rangées de 17 crayons ou trous d'eau et possèdent en tout 25 trous d'eau et 264 crayons de combustibles.

Tous les crayons de l'assemblage d'UOX sont initialement identiques et sont enrichis à plus de 3% en Uranium-235. Par contre ceux de l'assemblage de MOX possèdent, en fonction de leur emplacement, trois enrichissements différents en plutonium : une basse, une moyenne et une haute teneur. Les plus enrichis sont au centre et les moins enrichis dans les coins, comme nous pouvons le voir sur la figure 4.1(b) où chaque couleur différencie une teneur.

Ces assemblages nous serviront directement pour la création de nos bibliothèques en milieu infini, en mettant les conditions de reflection adéquates à leurs bords comme nous le verrons dans la section 4.7 et nous permettront de créer nos regroupements pour le calcul des bibliothèques environnées. Nous allons d'ailleurs voir dans la section suivante les différents regroupements nécessaires pour ces bibliothèques en fonction des hypothèses émises sur l'environnement.

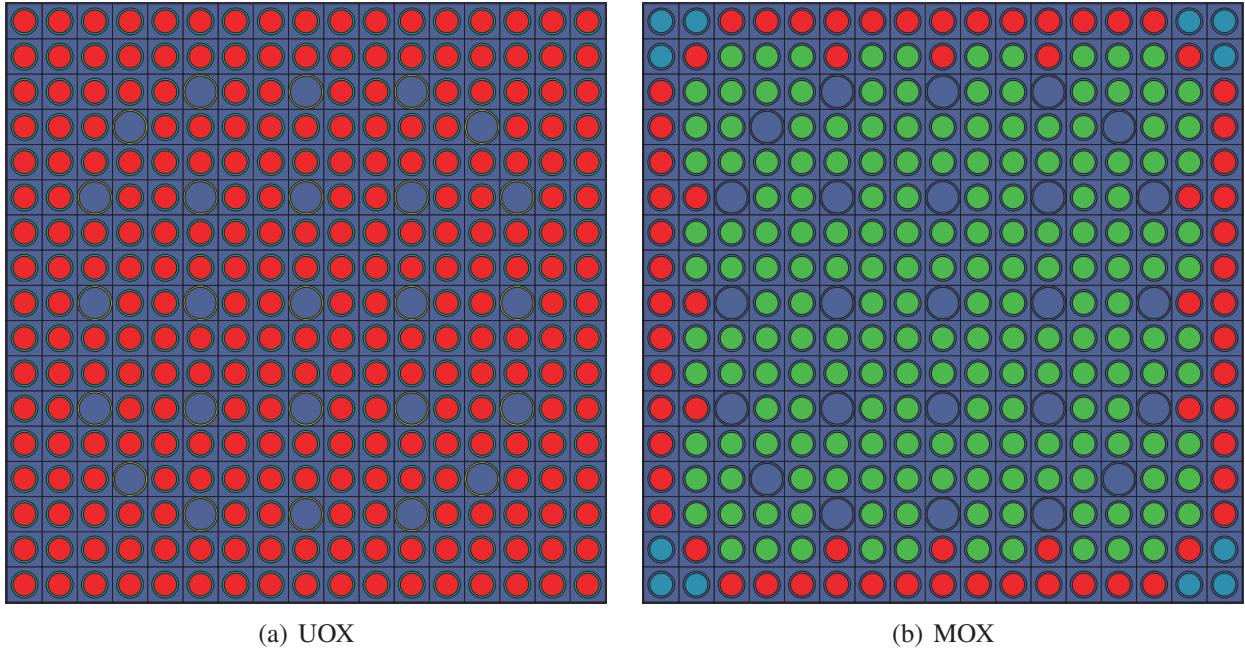


Figure 4.1 Assemblages 17×17 d'UOX et de MOX

4.4 Hypothèses spécifiques sur l'environnement

L'environnement est une notion locale qui n'a d'influence que sur les dernières rangées de crayons d'un assemblage. Seuls les assemblages en coin ou en face ont donc un réel impact sur l'assemblage étudié et perturbent l'hypothèse de milieu infini. Ainsi pour chaque assemblage spécifique pour lequel nous voulons une bibliothèque environnée, nous étudierons des regroupements d'assemblages 3×3 où nous placerons ce dernier au centre du regroupement.

Le plan de chargement du cœur utilisé pour mon étude est tiré du livre de N. Kerkar et P. Paulin (2008). Un quart de celui-ci est présenté à la figure 4.2. La numérotation des assemblages les différencie selon le nombre de cycles auxquels ils ont déjà participés.

Comme le montre ce plan de chargement, l'environnement s'avère très différent d'un assemblage à l'autre, dû principalement aux différents burnups et aux différents types de combustible. Pour étudier rigoureusement cet environnement, il faudrait créer une bibliothèque spécifique pour chaque assemblage.

Cependant ces calculs environnés sont longs et cela demanderait, de plus, de gérer une vingtaine de bibliothèques différentes lors de la deuxième étape. Qui plus est, nous souhaitons un modèle fa-

	H	G	F	E	D	C	B	A
8	UO ₂ 3	UO ₂ 2	UO ₂ 2	UO ₂ 4	UO ₂ 2	UO ₂ 4	UO ₂ 1	UO ₂ 4
9	UO ₂ 2	UO ₂ 4	UO ₂ 3	UO ₂ 2	MOX 3	UO ₂ 3	MOX 1	UO ₂ 4
10	UO ₂ 2	UO ₂ 3	UO ₂ 2	MOX 3	UO ₂ 2	UO ₂ 3	UO ₂ 1	
11	UO ₂ 4	UO ₂ 2	MOX 3	UO ₂ 2	UO ₂ 4	MOX 1	UO ₂ 1	
12	UO ₂ 2	MOX 3	UO ₂ 2	UO ₂ 4	UO ₂ 2	UO ₂ 1		
13	UO ₂ 4	UO ₂ 3	UO ₂ 3	MOX 1	UO ₂ 1			
14	UO ₂ 1	MOX 1	UO ₂ 1	UO ₂ 1				
15	UO ₂ 4	UO ₂ 4						

Figure 4.2 Plan de chargement du cœur utilisé.

cilement transposable quelque soit le plan de chargement. Tout cela implique qu'il faut émettre des hypothèses simplificatrices sur l'environnement dans le but de réduire le nombre de bibliothèques et d'en raccourcir le temps de calcul :

- Tout d'abord nous supposons que l'effet des gradients de burnup est négligeable devant l'effet des interfaces MOX/UOX. En effet H. Leroyer a montré que les interfaces MOX/UOX étaient le principal effet d'environnement. Nous n'allons donc pas tenir compte des gradients de burnup dans notre modélisation de l'environnement.
- De plus, au vu du plan de chargement, aucun assemblage n'est entouré de plus de deux MOX sur les huits qui l'entourent, à une exception près. Nous supposons donc que l'environnement sera uniquement composé d'assemblages d'UOX.

Ces hypothèses impliquent que, pour les calculs environnés, les assemblages d'UOX seront tout de même pris en milieu infini, et les assemblages de MOX seront entourés d'UOX figés à 20 GWj/t. Nous choisissons de figer l'environnement, afin qu'à chaque étape du calcul de transport,



Figure 4.3 MOX environné d'UOX figé à 20 GWj/t.

l'environnement autour du MOX soit identique, 20 GWj/t correspondant au burnup moyen du cœur. La création de la bibliothèque du MOX correspondra au calcul du cluster présenté à la figure 4.3.

4.4.1 Avantages de cette modélisation

Cette modélisation simplifiée de l'environnement comporte de nombreux avantages :

- Tout d'abord le regroupement possède ainsi une géométrie symétrique par 1/8. Les calculs de cluster en transport étant très longs, cette symétrie va grandement accélérer nos calculs et nous permettra de ne pas trop simplifier d'autres paramètres pour gagner en temps de calcul.
- D'autre part une seule bibliothèque environnée est désormais nécessaire, quelque soit l'assemblage de MOX, les UOX utilisant les bibliothèques créées en milieu infini, ce qui réduit le nombre de calculs et le nombre de bibliothèques à gérer lors de la deuxième étape du schéma environné.

4.4.2 Inconvénients de cette modélisation

Cependant, la simplification de l'environnement comporte également des inconvénients :

- Cette modélisation ne tient pas compte des interfaces UOX/MOX pour les UOX en bordure de MOX.
- Les interfaces MOX/MOX ne sont pas prises en compte.

- Cette modélisation ne tient également pas compte, par choix, des burnups environnants.

Toutefois deux de ces trois inconvénients sont également présents dans le schéma de calcul classique, les interfaces MOX/MOX étant prises en compte en milieu infini. Ces deux inconvénients sont finalement des compromis pour améliorer notre schéma classique tout en conservant des délais de calcul raisonnables.

4.5 Nombre de mélanges évoluants

Bien que la plupart des crayons dans les assemblages soient initialement semblables, leur environnement ne l'est pas, ce qui va influencer leur évolution. En effet, les crayons en face de trous d'eau vont subir en moyenne plus de fissions que les crayons en coin de ces trous d'eau, et vont donc brûler plus vite, car ils sont plus exposés aux neutrons thermiques, l'eau étant le modérateur. De même, l'évolution des crayons au bord de l'assemblage dépendra fortement des assemblages adjacents. Au final aucun crayon n'aura exactement la même évolution.

C'est pourquoi, il faut différencier ces crayons dans les calculs en les numérotant de manière distincte car DRAGON utilise un vecteur isotopique pour chaque numéro de mélange. Tous les crayons avec le même numéro auront donc les mêmes concentrations à chaque étape.

La classification suivante, en cinq groupes, des cellules a donc été choisie :

1. les cellules de coin
2. les cellules de côté
3. les cellules en face des trous d'eau
4. les cellules en coin des trous d'eau
5. les cellules de l'avant dernière rangée qui ne sont pas situées à côté d'un trou d'eau.

4.5.1 Dans les assemblages

Cela donne donc cinq mélanges différents évoluants pour l'assemblage d'UOX, comme le montre la figure 4.4(a), du fait que tous les crayons soient initialement identiques et huit mélanges différents pour l'assemblage de MOX car il faut aussi tenir compte des enrichissements distincts des cellules comme le montre la figure 4.4(b). Cette figure correspond à la superposition des figures 4.1(b) et 4.4(a). Chaque couleur correspond à un numéro de mélange différent.

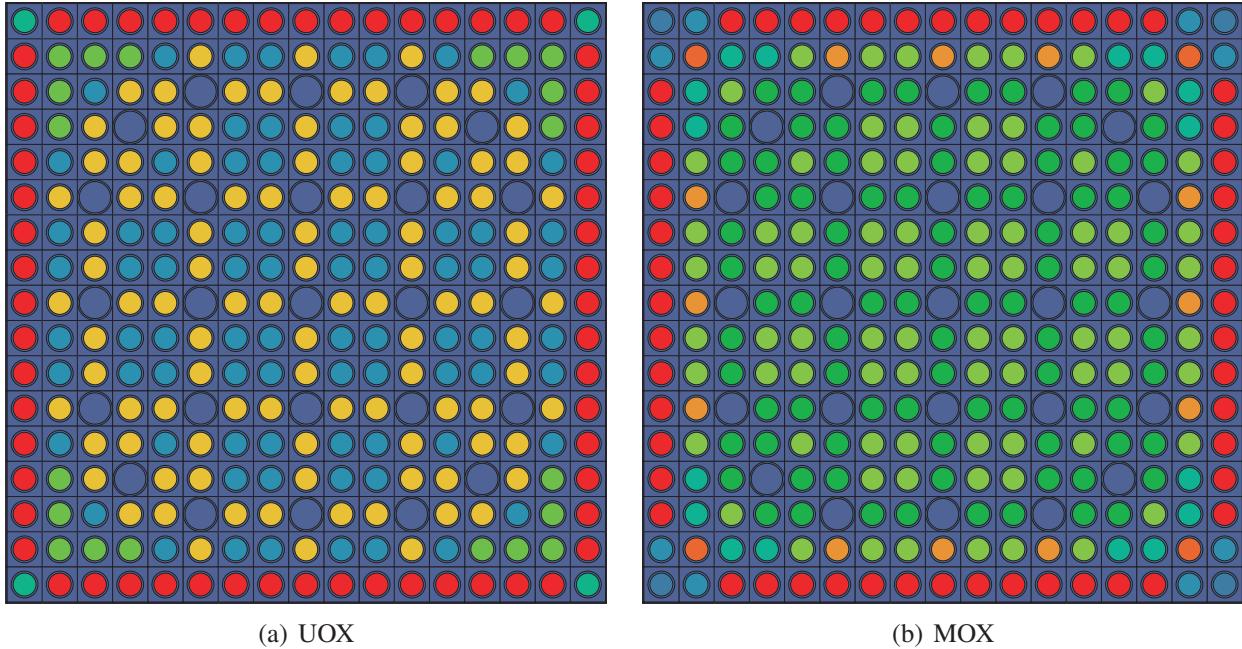


Figure 4.4 Différenciation des mélanges évoluants pour les assemblages d'UOX et de MOX

4.5.2 Dans le cluster 3×3

Le cluster 3×3 , qui nous sert à créer notre bibliothèque environnée, a été présenté à la figure 4.3. Nous pouvons considérer que les trois assemblages de ce dernier sont différents car leurs environnements sont distincts bien que les deux UOX soient proches d'être identiques. Seule l'interface de l'UOX en face du MOX est vraiment différente des autres interfaces qui sont toutes de types UOX/UOX à 20 GWj/t.

Pour l'assemblage central, appelé assemblage A, le fait d'avoir un environnement ne change rien par rapport au cas infini car il est toujours de symétrie 1/8. Nous gardons donc les huit mélanges évoluants pour le MOX central.

Par contre les assemblages de face, appelé assemblage B, et de coin, appelé assemblage C, ne sont plus de symétrie 1/8 et leur environnement implique qu'il faille utiliser des jeux de mélanges différents par quart d'assemblage pour chaque interface distincte.

Six jeux de mélanges différents sont donc utilisés pour le regroupement, dont le découpage est montré à la figure 4.5. Chaque couleur correspond à un mélange évoluant indépendamment.

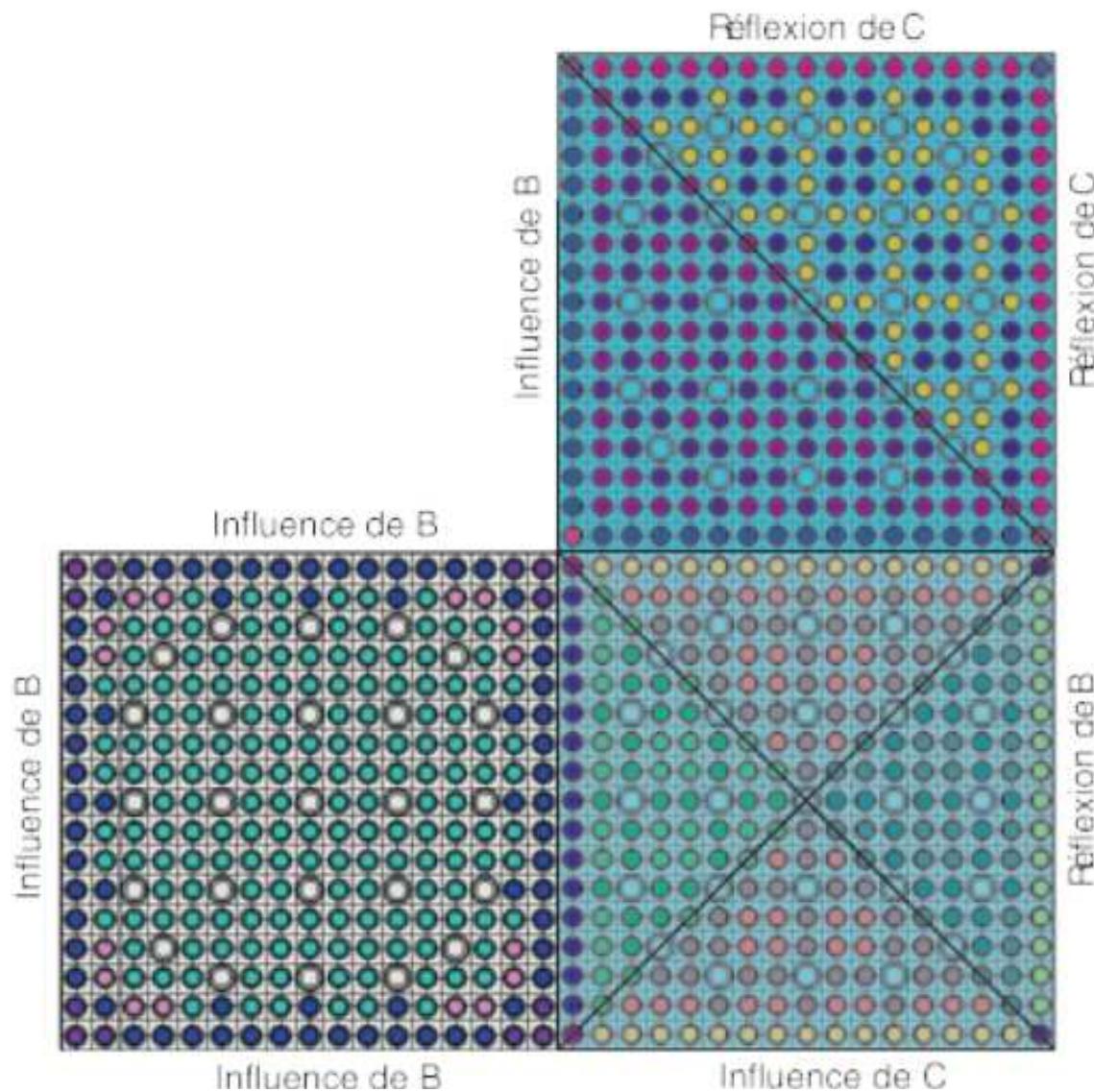


Figure 4.5 Différenciation des mélanges évoluants pour le cluster environné.

4.6 Géométrie utilisée pour le calcul du flux

La discréétisation de la géométrie des cellules est un paramètre important à choisir car elle a un impact fort sur la précision des résultats, mais également sur le temps de calcul. En effet une discréétisation très précise augmente considérablement le temps de calcul du flux.

Nous ne présentons ici que la discréétisation finale choisie par H. Leroyer suite aux résultats des différents tests qu'il a menés, résultats présentés dans le chapitre 3 et l'annexe IV de son mémoire (H. Leroyer, Février 2009).

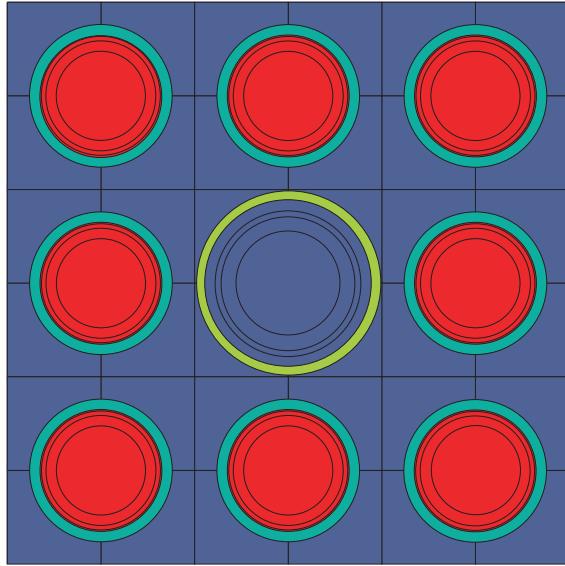


Figure 4.6 Géométrie utilisée pour le calcul du flux.

Bien qu’impliquant un surcoût important en temps de calcul par rapport à des discréétisation plus simples, cette discréétisation géométrique est choisie car elle améliore grandement la précision des résultats et permet de s’assurer que nous convergeons bien spatialement.

Une géométrie fine reposant sur une double discréétisation du caloporteur et sur le découpage des trous d’eau et du combustible en quatre couronnes concentriques est donc utilisée pour le calcul du flux. Celle-ci est présentée à la figure 4.6.

4.7 Conditions de réflexion

Deux types de conditions aux frontières sont possibles dans nos calculs : la réflexion spéculaire, exacte, et la réflexion isotrope, approchée. Cependant le temps de calcul demandé par la réflexion spéculaire est beaucoup plus élevé tandis que la réflexion isotrope réduit la précision sur les sections efficaces de la dernière rangée de crayons. Par exemple elle implique une surestimation de la section efficace de fission dans le groupe thermique de l’ordre 0,15% dans la dernière rangée de crayons.

Dans le cas du calcul de cluster, seules les données concernant l’assemblage central nous intéressent. Quelque soit l’option choisie, les frontières de l’assemblage central avec son environnement seront traitées de manière exacte. Les résultats approchés sur la dernière rangée de crayons

autour du cluster n'influencent pas les interfaces internes MOX/UOX. Comme l'utilisation de la réflexion isotrope réduit le temps de calcul par trois, nous avons donc choisi de l'utiliser pour le calcul de cluster.

Pour les calculs d'assemblage en milieu infini, les frontières doivent être traitées exactement, comme elles le sont pour l'assemblage central dans les regroupements, pour que les comparaisons aient du sens. De plus ces calculs sont nettement plus rapides que le calcul de regroupement, même avec la réflexion exacte. Nous choisissons donc de prendre la réflexion spéculaire pour les calculs d'assemblages en milieu infini.

4.8 Options de tracking

La densité du tracking et le nombre d'angles azimutaux sont des paramètres qui possèdent une forte influence sur le temps de calcul. En effet le temps de calcul du flux, qui est l'étape la plus longue, est tout simplement proportionnel à la densité du tracking. L'influence du nombre d'angles azimutaux est plus complexe mais est également très importante. D'autre part H. Leroyer a montré que les sections efficaces homogénéisées et condensées de fission et d'absorption dépendent fortement du nombre d'angles azimutaux mais très peu de la densité du tracking.

Étant dans l'obligation de diminuer le temps de calcul du regroupement, mais ne pouvant donc pas trop jouer sur le nombre d'angles azimutaux, nous avons effectué des calculs-tests sur le cluster environné pour voir si nous conservions une précision suffisante sur les sections efficaces tout en ayant un gain de temps non négligeable en prenant des options de tracking moins précises. Les résultats sur le gain de temps sont présentés au tableau 4.2 et les résultats sur la précision des sections efficaces homogénéisées et condensées au tableau 4.3. Les différences présentées sont celles sur le groupe thermique, celles sur le groupe rapide étant plus faibles.

	Densité du Traking		
Nombre d'angles	5	10	20
12	1	1.87	3.87
14	1.39	2.72	5.69

Tableau 4.2 Temps de calcul relatif du flux.

Les différences Δ présentées dans ce tableau sont calculées par rapport au calcul de référence où la densité du tracking est de 20 lignes d'intégration par cm et le nombre d'angles azimutaux est

Nombre d'angles	12	12	14	14
Densité Traking	5	10	5	10
Σ_{tot}	0.120	0.030	0.070	0.018
$\nu\Sigma_f$	0.030	0.007	0.010	0.001
Σ_s	0.140	0.030	0.085	0.006

Tableau 4.3 Différence en % pour différentes sections efficaces homogénéisées et condensées, sur le groupe thermique.

de 14 selon la formule :

$$\Delta(\%) = \frac{\Sigma(test) - \Sigma(14; 20)}{\Sigma(14; 20)} \times 100$$

Suite à ces résultats, nous avons donc finalement choisi d'effectuer nos calculs avec les paramètres suivant pour le tracking :

- une densité de tracking de 10 lignes d'intégration par cm,
- un nombre d'angles azimutaux entre 0 et $\pi/2$ de 12.

Nous gagnons ainsi un facteur 3 en temps de calcul comme le montre le tableau 4.2 sans perte subsantielle de précision sur les sections efficaces homogénéisées par assemblage. Toujours dans le soucis d'avoir les mêmes options pour les calculs en milieu infini, nous allons également utiliser ces valeurs bien que nous pourrions prendre des valeurs plus précises pour ces derniers.

4.9 Options d'auto-protection

L'auto-protection est une étape de calcul qui peut prendre énormément de temps. H. Leroyer a donc étudié différentes géométries ainsi que l'utilisation de différents modules de DRAGON pour ces calculs.

En considérant ses résultats, H. Leroyer a conclu que prendre une géométrie aussi fine que celle du calcul de flux n'améliore pas spécialement les résultats par rapport à une géométrie plus grossière, où nous ne discrétons ni le combustible en couronne ni le caloporteur. Par contre cette géométrie fine augmente considérablement le temps de calcul de l'auto-protection (d'un facteur 3,5). C'est pourquoi la géométrie simple présentée à la figure 4.7(b) est utilisée pour le calcul de l'auto-protection.

Au final, deux discrétilisations géométriques distinctes vont être utilisées dans nos calculs et sont présentées à la figure 4.7. De plus, pour une question de précision des résultats, nous allons utiliser

le module NXT pour effectuer ces calculs.

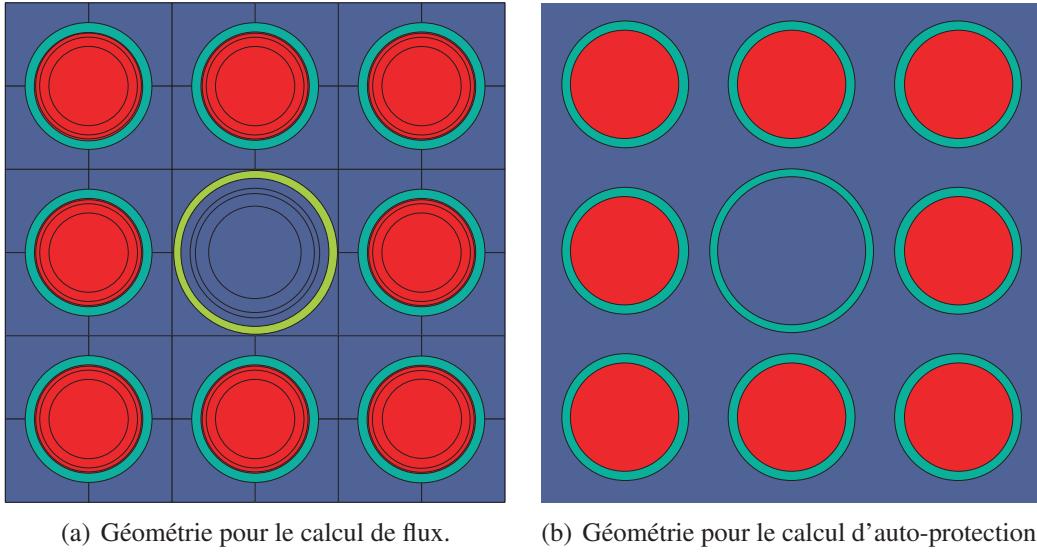


Figure 4.7 Géométries utilisées pour les calculs de flux et d'auto-protection.

D'autre part, dans son modèle de référence pour les regroupements, H. Leroyer calculait l'auto-protection de manière exacte sur le cluster entier. Cependant, grâce à un autre schéma où l'auto-protection était calculée de manière indépendante sur chacun des assemblages en milieu infini, H. Leroyer a montré que l'environnement avait un effet faible sur l'auto-protection que ce soit au niveau du burnup des assemblages ou des sections efficaces.

De plus le calcul de l'auto-protection sur le regroupement prenait environ 30 minutes à chaque étape, tandis que celui sur les assemblages en milieu infini ne prenait qu'une minute. Sachant que plus de 120 calculs indépendants sont nécessaires dans le calcul environné, nous avons choisi d'effectuer l'auto-protection sur chacun des assemblages en milieu infini, indépendamment les uns des autres.

4.10 Options de non-évolution

Pour effectuer des calculs à concentration en bore fixée et des calculs de cluster avec un environnement figé, nous avons dû rajouter des options de non-évolution. Deux options existent dans DRAGON pour choisir de ne pas faire évoluer un isotope ou un mélange tout en gardant leur impact sur le calcul pour l'évolution des autres isotopes ou mélanges.

Tout d'abord l'option NOEV du module LIB, que nous avons appliquée aux isotopes du bore lors de la création de la bibliothèque, permet de ne pas modifier la concentration en bore au cours de l'évolution tout en gardant son impact sur le calcul.

Pour les assemblages d'UOX figés à 20 GWj/t du calcul environné, l'utilisation de l'option NOEV nécessitait de définir préalablement tous les isotopes fissibles des réactions en chaîne possibles de l'UOX, pour charger correctement leurs concentrations et leurs sections efficaces. Nous avons donc préféré utiliser l'option MIXB du module EVO, plus simple, qui ne fait évoluer que les mélanges choisis, à savoir les mélanges du MOX central dans notre cas, tout en tenant compte des mélanges des UOX sur l'évolution de ces derniers.

4.11 Calcul de flux

DRAGON permet d'utiliser plusieurs solveurs de flux, principalement un solveur utilisant la méthode des probabilités de collisions (PIJ) et un solveur utilisant la méthode des caractéristiques (MOC).

Bien que la méthode des probabilités de collisions soit environ trois fois plus rapide que la méthode des caractéristiques sur un assemblage d'UOX et qu'elle donne le même résultat au pcm près comme l'a montré H. Leroyer, nous allons utiliser la méthode des caractéristiques. En effet la méthode des probabilités de collisions nécessite de stocker à chaque étape une matrice de taille N^g où N correspond au nombre de régions de la géométrie utilisée et g le nombre de groupes d'énergie. Or pour le calcul du cluster, le nombre de régions dépasse facilement 3000 à cause de la discrétisation fine sur chaque assemblage, ce qui exclut l'utilisation de cette méthode (la limite mémoire en architecture est de 32 bits). Toujours dans un soucis d'avoir les mêmes options dans les calculs d'assemblages en milieu infini pour que les comparaisons aient du sens, nous allons également utiliser la méthode des caractéristiques pour ces calculs d'assemblages. Le temps de calcul des assemblages en milieu infini n'étant de toute façon pas celui qui pose problème.

4.12 Bibliothèque utilisée

Comme nous ne comparons les résultats de nos deux schémas de calcul (le classique en milieu infini et celui environné) qu'entre eux et non avec les résultats d'un autre schéma de calcul industriel, nous n'avons pas besoin de prendre une bibliothèque avec une discrétisation en groupes d'énergie trop précise. Cela augmenterait grandement le temps de calcul qui est déjà un soucis dans le cas du calcul environné. Seul le fait d'avoir la même bibliothèque pour tous les calculs en

transport compte afin que les comparaisons soient pertinentes.

Pour les besoins de notre étude, la bibliothèque iaea69 générée par l'Agence Internationale de l'Energie Atomique (IAEA) à 69 groupes d'énergie suffit. Elle contient plus de 170 isotopes sélectionnés dans diverses évaluations nucléaires. Cette bibliothèque a été validée sur plus de 200 benchmarks.

Toutefois, les calculs en milieu infini étant rapides comparés aux calculs de clusters, nous avons choisi d'utiliser également la bibliothèque iaea172 à 172 groupes d'énergie pour créer des bibliothèques en milieu infini plus précises afin d'évaluer la sensibilité du schéma de calcul en milieu infini par rapport au nombre de groupes d'énergie initiaux. Cette bibliothèque contient également plus de 170 isotopes sélectionnés dans diverses évaluations nucléaires et a également été validée sur plus de 200 benchmarks.

Les résultats concernant l'impact de la bibliothèque utilisée pour le calcul de cœur avec le schéma classique sont présentés dans la section 5.3.1.

CHAPITRE 5

CALCULS DE CŒUR EN DIFFUSION

Une fois toutes nos bibliothèques d'interpolation créées, nous pouvons passer à la deuxième étape de nos schémas de calcul, à savoir le calcul du cœur en diffusion.

Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons le réacteur REP sur lequel nous avons travaillé. Les différents paramètres et options choisis pour la modélisation de notre calcul de cœur sont décris dans la deuxième partie. Nous y détaillons aussi les différentes étapes du schéma d'évolution. Enfin dans une troisième et dernière partie nous présentons les résultats obtenus sur l'impact de l'environnement en comparant nos deux schémas de calcul, le schéma infini et le schéma environné.

5.1 Présentation du réacteur

Le réacteur sur lequel nous avons travaillé, est un réacteur de type REP, composé de 157 assemblages de type UOX ou MOX, d'une puissance de 900 MW_e ou 2775 MW_{th}. Un quart de celui-ci est présenté à la figure 5.1. Il possède une symétrie 1/8. Ce cœur est le même que celui présenté à la figure 4.2.

Les assemblages possèdent des burnups initiaux différents, compris entre 0 et 36 GWj/t, en fonction du nombre de cycles auxquel ils ont déjà participé. Ce réacteur se rechargeant par quart, certains assemblages ont déjà servi pour trois cycles. Sur la figure 5.1 qui représente le plan de chargement, ce sont les assemblages numérotés 4. Les assemblages 1 sont neufs, les 2 ont déjà effectués un cycle et les 3 deux. Nous prenons, pour chaque assemblage, un burnup de 12 GWj/t par cycle. La description de ces assemblages est donnée au chapitre 4 dans la section 4.3.

Bien que ce plan de chargement de cœur correspond au cas d'un réacteur réel, nous pouvons nous autoriser quelques simplifications, car nous n'allons pas comparer nos résultats à des données réelles. Tout d'abord nous n'allons pas tenir compte de l'augmentation de température du caloporeur au fur et à mesure qu'il monte dans le réacteur, ni de celle du combustible en fonction de sa position dans le cœur, ce qui serait le cas dans un réacteur réel. Ces valeurs sont fixées à une valeur moyenne pour le calcul : 800 K pour le combustible et 600 K pour le caloporeur. Dans la réalité la température du combustible peut varier entre 650 K pour les assemblages proches du réflecteur et 950 K pour ceux proches du centre. La température du caloporeur varie entre 550 K

	H	G	F	E	D	C	B	A
8	UO ₂ 3	UO ₂ 2	UO ₂ 2	UO ₂ 4	UO ₂ 2	UO ₂ 4	UO ₂ 1	UO ₂ 4
9	UO ₂ 2	UO ₂ 4	UO ₂ 3	UO ₂ 2	MOX 3	UO ₂ 3	MOX 1	UO ₂ 4
10	UO ₂ 2	UO ₂ 3	UO ₂ 2	MOX 3	UO ₂ 2	UO ₂ 3	UO ₂ 1	
11	UO ₂ 4	UO ₂ 2	MOX 3	UO ₂ 2	UO ₂ 4	MOX 1	UO ₂ 1	
12	UO ₂ 2	MOX 3	UO ₂ 2	UO ₂ 4	UO ₂ 2	UO ₂ 1		
13	UO ₂ 4	UO ₂ 3	UO ₂ 3	MOX 1	UO ₂ 1			
14	UO ₂ 1	MOX 1	UO ₂ 1	UO ₂ 1				
15	UO ₂ 4	UO ₂ 4						

Figure 5.1 Plan de chargement du cœur étudié.

à l'entrée du réacteur et 600 K à sa sortie. Nous choisissons de fixer ces valeurs pour ne pas tenir compte de ces paramètres de contre-réaction. Dans le cas contraire, de nombreux calculs en transport supplémentaires seraient alors nécessaires pour la création de nos bibliothèques, dont le temps de calcul est déjà très long. De plus nous supposons que l'influence de l'environnement sur ces derniers est sûrement faible, car nous utiliserions alors une valeur moyenne de l'assemblage. Nous allons également ignorer les barres absorbantes. Nous nous contentons de manipuler la concentration en bore pour conserver à tout instant la criticité du réacteur. C'est pourquoi nous avons créé des bibliothèques interpolables uniquement en burnup et en concentration de bore, ce qui constitue le choix le plus simple.

5.2 Modélisation du cœur

5.2.1 Paramètres du réflecteur

Géométriquement, le réflecteur étant tout autour du cœur, nous avons mis une couche de ce dernier d'une épaisseur d'un assemblage radialement comme nous pouvons le voir sur la figure 5.2

où le réflecteur est en rouge, ainsi qu'un plan complet en dessous et au dessus du cœur. En effet le cœur est découpé en plusieurs plans dans la hauteur pour des calculs plus précis comme nous le verrons dans la section 5.2.6 sur la discrétisation de notre géométrie. Les autres couleurs sur la figure 5.2 correspondent aux différents combustibles de MOX et d'UOX.

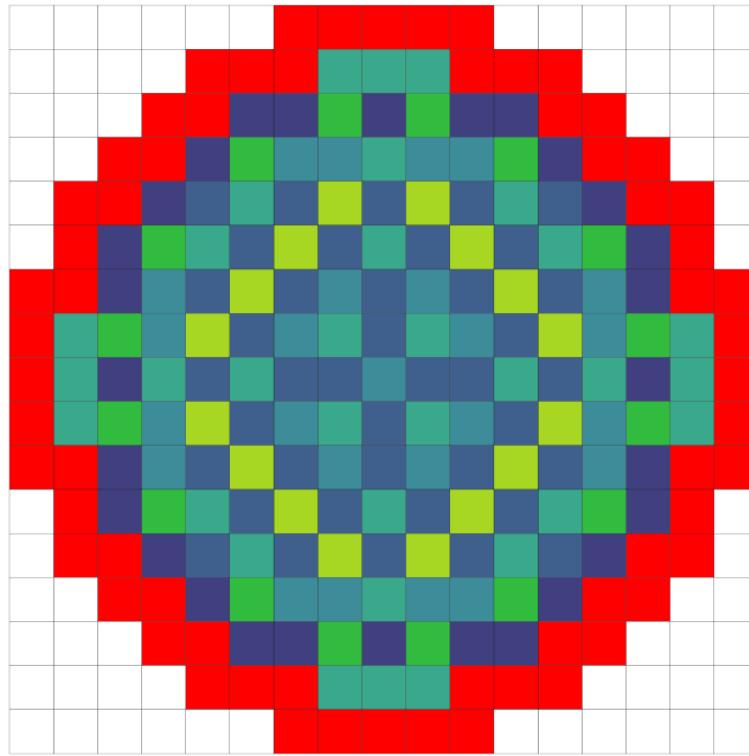


Figure 5.2 Disposition du réflecteur, en rouge, dans le cœur.

Au niveau des propriétés physiques du réflecteur, nous avons récupéré les sections efficaces de Cocagne, le solveur de diffusion utilisé par EDF, qui correspondent à la réalité physique du cœur. Elles ne dépendent pas du bore et nous ont été imposées pour cette étude. Les sections efficaces du réflecteur radial diffèrent de celles des réflecteurs des plans inférieur et supérieur, identiques par symétrie centrale sur la hauteur.

5.2.2 Pas de temps de l'évolution

Comme pour les calculs en transport, nous devons également, pour les calculs de diffusion, faire un compromis entre la précision des résultats et la rapidité des calculs. Le pas de temps de l'évolution est donc une donnée importante car le temps de calcul final est inversement proportionnel au pas choisi. Un pas trop petit impliquerait trop d'itérations et donc un calcul trop long tandis qu'un pas trop grand donnerait une précision plus médiocre.

Des calculs en diffusion de REP ont déjà été effectué avec DONJON (J. Le Mer, Août 2007). M. Le Mer utilisait un pas de temps d'un jour équivalent pleine puissance (JEPP) mais sur une évolution de seulement 30 JEPP. Sachant qu'une longueur de campagne est d'environ 280 JEPP mais que les calculs de diffusion sont tout de même assez rapides, nous avons conservé ce pas d'évolution d'un JEPP.

5.2.3 Crédit de la bibliothèque

Nous créons la bibliothèque du combustible avec le module NCR. Ce module nous permet d'interpoler, à une étape de l'évolution donnée, les sections efficaces du combustible en fonction des burnups de chaque assemblage et de la concentration en bore présente dans le cœur. Comme dans DRAGON, nous devons différencier les assemblages par des mélanges d'évolution différents. Les calculs étant suffisamment rapides, nous avons pris un mélange par assemblage initialement distinct, soit 26 au total car de nombreux assemblages sont identiques du fait de la symétrie 1/8 du cœur.

Les sections efficaces du réflecteur ne sont pas modifiées au cours de l'évolution. Nous avons donc créé au début du calcul, avec le module MAC, une bibliothèque spécifique à deux mélanges car nous différençons le réflecteur radial des réflecteurs des plans inférieur et supérieur, qui sont eux identiques.

A chaque étape, nous créons la bibliothèque de l'ensemble du cœur en regroupant la bibliothèque du combustible avec celle du réflecteur grâce au module MACINI.

5.2.4 Calcul du flux

Le calcul du flux neutronique du réacteur utilise les trois modules suivant :

- le module TRIVAT pour générer le tracking 3D de la géométrie du réacteur. Ce tracking n'est effectué qu'une seule fois, dès le début et ne changera pas au cours de l'évolution. Nous utilisons pour ce tracking la méthode des différences finies centrées (MCFD 1).
- le module TRIVAA qui crée à un pas de l'évolution donnée, à partir du tracking et de la bibliothèque du cœur, les matrices pour le calcul du flux neutronique. Ce système de matrice dépend donc de la concentration en bore utilisée pour créer la bibliothèque du cœur.
- le module FLUD qui résoud le système matriciel et donne le flux neutronique et le facteur de multiplication effectif k_{eff} à une étape donnée.

5.2.5 Recherche de la concentration en bore critique

À la fin de chaque pas d'évolution, les assemblages possèdent tous de nouveaux burnups, plus élevés. Nous ne pouvons donc pas prédire quelle sera la concentration en bore nécessaire pour le pas d'évolution suivant. Nous savons uniquement qu'elle sera inférieure à celle du calcul précédent. Nous devons donc effectuer une recherche de la concentration en bore à chaque pas, pour pouvoir faire évoluer le cœur de manière critique. Nous utilisons pour cela le module FIND0 qui cherche le zéro d'une fonction (ici la réactivité). Nous devons donc calculer la réactivité de deux concentrations en bore différentes (une sur-critique, l'autre sous-critique) pour pouvoir utiliser ce module. Nous effectuons donc cette recherche, à un pas de l'évolution donné, de la manière suivante :

- Nous créons la bibliothèque puis calculons le flux avec la concentration en bore du pas précédent (1700 ppm si nous sommes au premier pas). Cette concentration étant trop élevée pour ce pas, le flux donnera un réacteur sous-critique.
- Nous effectuons également ce calcul avec une concentration inférieure de 50 ppm (0 si nous sommes au premier pas ou si la concentration précédente est déjà inférieure à 50 ppm). Nous avons choisi 50 ppm car cela correspond à une évolution de 10 JEPP environ, ce qui suffit amplement à encadrer la nouvelle concentration critique pour des pas d'évolution d'un JEPP. Nous trouvons donc, dans ce cas, un réacteur sur-critique.
- Nous utilisons le module FIND0 qui estime, avec les résultats des deux cas précédents, la concentration intermédiaire qui donnerait le réacteur critique.
- Nous recréons la bibliothèque et effectuons le calcul du flux avec cette nouvelle concentration. Si le calcul n'est pas critique, nous utilisons à nouveau le module FIND0 avec ce troisième point pour obtenir une nouvelle estimation de la concentration en bore critique. Le fait d'encadrer l'intervalle de recherche avec la concentration précédente à chaque étape et non de prendre l'intervalle 0-1700 ppm nous fait gagner une itération en moyenne à chaque fois. Ainsi, FIND0 donne la bonne concentration dès la première estimation, ce qui optimise le temps de calcul.

5.2.6 Discrétisation utilisée

La discrétisation du cœur est un paramètre très influent sur la précision des résultats tout comme sur le temps de calcul. En effet le cœur est discrétisé par défaut en assemblages entiers de dimension 20 cm × 20 cm × 4 m environ, ce qui est beaucoup trop grossier. Une évolution sur 30 JEPP nous a donné une concentration en bore critique finale de 1257 ppm tandis que le calcul crayon par crayon et discrétisé dans la hauteur nous donne une concentration critique en bore à 30 JEPP de 925 ppm. Cela montre clairement que le calcul n'a pas convergé vers la bonne solution. En effet le libre parcours moyen des neutrons étant de l'ordre du cm, les phénomènes locaux dépendent peu

de ce qui se passent plus loin, ce que ne traduit pas une discréétisation trop grossière.

Tout d'abord, la discréétisation sur la hauteur s'impose, surtout à cause des plans de réflecteur au dessus et en dessous qui induisent un gradient de burnup en Z vers le centre dans chaque assemblage. Nous avons donc choisi de découper le cœur sur sa hauteur en plusieurs plans d'une vingtaine de cm chacun. Ce choix donne de meilleurs résultats qu'un simple split sur la hauteur sans augmenter de manière significative les temps de calcul car DONJON considère chaque plan comme ayant des mélanges évoluants différents, ce qui n'est pas le cas lors d'un découpage avec un split.

Cette discréétisation en morceaux d'assemblage d'environ 20 cm×20 cm×20 cm n'est toutefois toujours pas suffisante et nécessite de trouver un bon choix de split selon les trois dimensions pour obtenir une précision finale acceptable avec des délais de calcul raisonnables.

Différents calculs tests ont été effectués sur 30 JEPP pour mesurer l'influence du split sur le temps de calcul et la précision des résultats et ont été comparés au calcul crayon par crayon. Ces calculs sont effectués avec le split choisi sur les 29 premiers JEPP et un split crayon par crayon au trentième JEPP et nous permettent de comparer les concentrations en bore critiques nécessaires au calcul de référence. Les résultats de ces tests sont présentés dans le tableau 5.1.

Le cœur étant symétrique par rapport au centre dans chaque plan, il est normal de mettre le même split en X et en Y. La colonne temps de calcul nous donne le temps mis pour effectuer les 29 premiers JEPP. La colonne suivante ramène ce temps de calcul par région. Les premiers cas ne sont pas significatifs car le nombre de régions discréétisées par morceaux d'assemblages est trop petit, c'est juste le temps minimal pour effectuer les 29 JEPP avec une très faible discréétisation. Les deux colonnes suivantes nous donnent les concentrations en bore critiques trouvées respectivement au jour 29 pour le calcul avec le split choisi initialement et au jour 30 en modifiant le split par un split crayon par crayon (en X et Y) beaucoup plus précis.

Tout d'abord, nous pouvons voir que le temps de calcul augmente de manière quasi-proportionnelle avec le nombre de régions obtenues suite à la discréétisation. Cette augmentation devient plus rapide lorsqu'on atteint des discréétisations très fines.

Nous pouvons aussi voir, dans chaque cas que la discréétisation supplémentaire en Z n'apporte rien sur la précision des résultats, mais qu'elle double ou triple le temps de calculs. Il est logique qu'elle n'augmente pas la précision, car sauf pour les plans proches des plans de réflecteur, nous

Split utilisé	temps de calcul	temps moyen ramené par région	concentration en bore j29	concentration pour RFP j30
x1y1z1	15	—	1107,63	940,69
x1y1z2	16	—	1107,52	940,62
x1y1z3	16	—	1107,50	940,62
x2y2z1	16	—	972,53	927,89
x2y2z2	19	2,38	972,41	927,83
x2y2z3	23	1,92	972,40	927,82
x3y3z1	22	2,44	946,76	925,73
x3y3z2	33	1,83	946,64	925,66
x3y3z3	44	1,63	946,63	925,65
x4y4z1	32	2.00	937,87	925.03
x4y4z2	72	2.25	937,75	924,96
x4y4z3	89	1.85	937,74	924,96
x5y5z1	53	2,12	934,02	924,89
x5y5z2	122	2,44	933,90	924,83
x5y5z3	165	2,20	933,89	924,83
x6y6z1	89	2,47	932,14	924,74
x6y6z2	207	2,88	932,02	924,67
x6y6z3	363	3,36	932,01	924,67
x7y7z1	125	2,55	931,18	924,68
x7y7z2	300	3,06	931,06	924,61
x7y7z3	446	3,03	931,05	924,60
x17y17z1	1898	6,57	930,12	924,69

Tableau 5.1 Influence de la discréétisation choisie sur le temps de calcul et la concentration en bore.

pourrions quasiment considérer les autres plans comme indépendants en Z comme si le réacteur était de hauteur infinie de leur point de vue. Nous choisirons donc d'augmenter le split en X et Y plutôt que celui en Z si nous voulons améliorer la précision.

Suite à ces tests, nous pouvons voir que la précision des calculs pour des discréétisations en X et Y inférieures ou égales à 4 n'est pas acceptable. La concentration en bore après 30 JEPP est trop éloignée de la référence. A partir d'une discréétisation 5×5 et au-delà nous avons une bonne précision. Les discréétisations plus fines que 5×5 donnent plus de régions et un temps de calcul moyen par région supérieur, pour une précision supérieure peu importante.

Nous choisissons donc pour nos calculs de diffusion une discréétisation 5×5 en X et Y et 1 dans chaque plan en Z.

5.2.7 Schéma d'évolution des calculs DONJON

Le schéma d'évolution de nos calculs de diffusion avec DONJON est résumé par la figure 5.3.

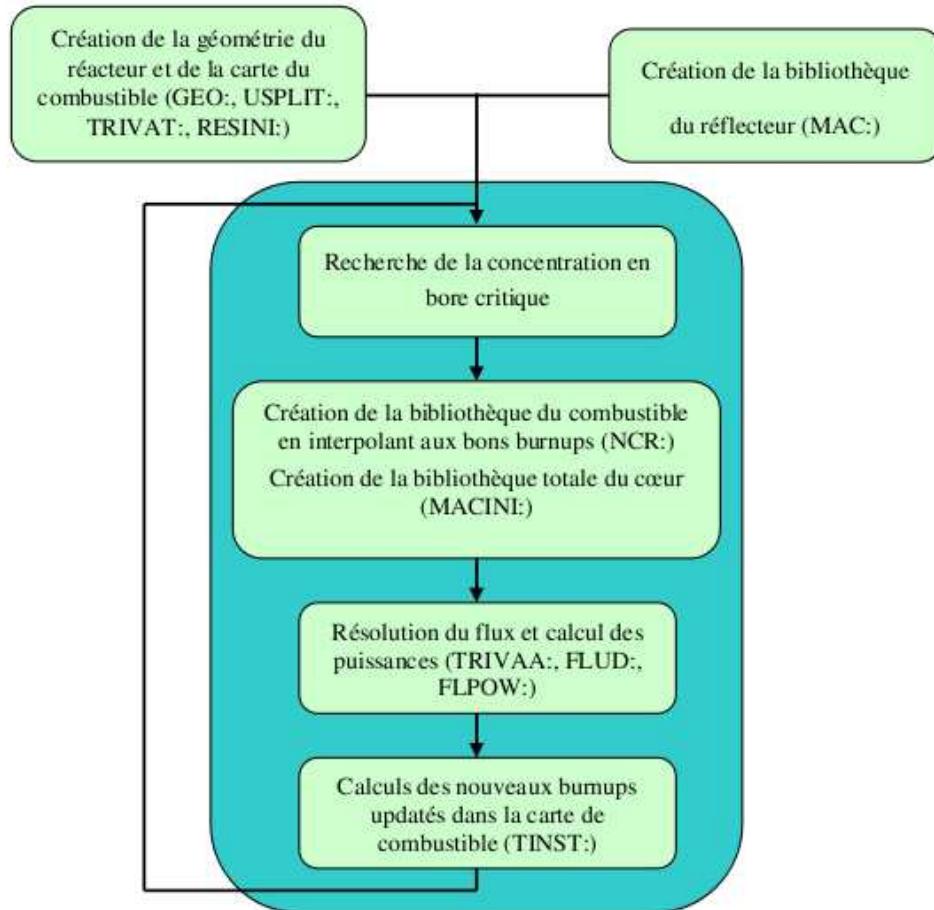


Figure 5.3 Schéma d'évolution des calculs DONJON.

Après avoir construit la géométrie du réacteur ainsi que la bibliothèque du réflecteur qui n'évolueront pas au cours du calcul, nous commençons l'évolution du cœur. À chaque nouveau pas d'évolution nous recherchons la concentration en bore critique du cœur pour pouvoir interpoler les sections efficaces des assemblages aux bons paramètres de contre-réaction et garantir une évolution critique du cœur. Après cette étape nous pouvons résoudre le flux, calculer la puissance de chacun des assemblages et en déduire les nouveaux burnups qui serviront pour le pas suivant.

A la fin de l'évolution, pour le dernier pas, i.e. le dernier JEPP de la longueur de campagne ou un pas antérieur choisi si nous voulons sortir des cartes intermédiaires, nous utilisons une nouvelle géométrie du cœur discrétisée crayon par crayon pour obtenir les cartes de flux ou de puissance

directement. Cette étape sera également très utile pour la reconstruction fine de puissance que nous verrons dans le chapitre suivant.

5.3 Impact de l'environnement sur un calcul de cœur

Prévoir l'impact de l'environnement sur un calcul de cœur n'est pas aisé. En effet, comparer les différentes sections efficaces entre les bibliothèques ne suffit pas. Certains paramètres n'ont pas les mêmes influences, en particulier les gradients de burnup et le placement des différents assemblages dans le cœur.

De plus, seuls les taux de réaction ont une véritable signification physique. Il est donc nécessaire de connaître les tendances sur le flux induit par les assemblages, pour pouvoir prédire en regardant les sections, quel sera l'impact de l'environnement sur le calcul final de cœur.

Tout d'abord au niveau des sections efficaces, les sections du MOX environné sont quasi-maintenues toujours inférieures à celles du MOX infini, excepté à burnup nul où ces dernières sont généralement très proches, voire légèrement supérieures. Nous présentons dans la figure 5.4 les coefficients de production d'énergie appelés H-FACTORS des MOX, proportionnels à des sections efficaces, qui servent à calculer la puissance à partir des flux. Ces derniers sont pris pour une concentration en bore de 1100 ppm, proche de la concentration critique initiale de notre cœur.

Il est difficile d'expliquer pourquoi les sections homogénéisées et condensées sont légèrement supérieures à burnup faible pour le MOX environné.

Rappelons ici la formule pour calculer une section efficace homogénéisée à la région finale H (ici l'assemblage) et condensée au groupe final k (rapide ou thermique), où V_r est le volume de région r :

$$\Sigma_H^k = \frac{\sum_{r=1}^N \sum_{g=1}^G \Sigma_r^g \phi_r^g V_r}{\sum_{r=1}^N \sum_{g=1}^G \phi_r^g V_r}$$

Nous avons choisi de ne pas multiplier le terme de droite par un facteur SPH, compte tenu du fait que l'environnement d'UOX est arbitraire.

Plusieurs effets peuvent influencer les différences finales :

- Un effet spectral sur le flux de pondération qui aura une influence sur la condensation.
- Un effet géométrique sur le flux de pondération qui aura une influence sur l'homogénéisation.
- Un effet d'évolution qui aura une influence sur les sections efficaces macroscopiques des crayons Σ_r^g .

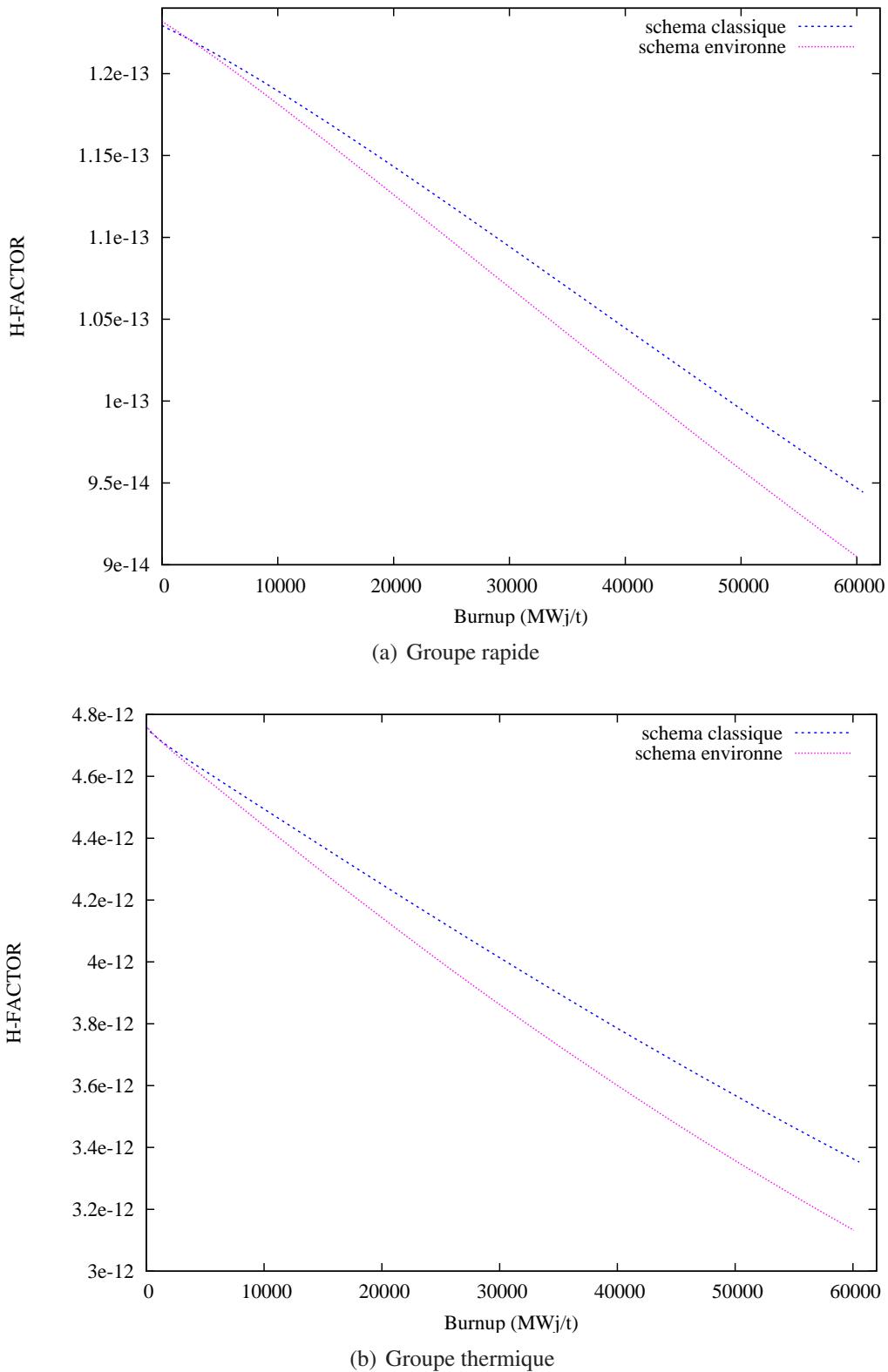


Figure 5.4 Comparaisons des coefficients de production d'énergie H-FACTORS pour le MOX dans les deux groupes.

Cependant à burnup strictement nul, les sections efficaces macroscopiques Σ_r^g sont identiques pour les calculs infini et environné. En effet, elles correspondent au produit des sections efficaces microscopiques par les concentrations isotopiques, sommée sur tous les isotopes. Or les concentrations isotopiques sont égales dans ce cas et l'auto-protection, qui influe sur les sections efficaces microscopiques, est calculée de la même manière dans nos deux schémas. La différence sur les sections homogénéisées et condensées Σ_H^k ne peut donc s'expliquer que par la différence de répartition spatiale et énergétique des flux.

La section d'absorption thermique du MOX est environ trois fois plus grande que celle de l'UOX, à cause des isotopes du plutonium (Pu-239, Pu-240, Pu-241 et Pu-242) qui présentent des sections d'absorption élevées par rapport à l'U-238. Les neutrons thermiques auront donc plus de chances d'être absorbés dans les rangées du MOX proches des UOX, dans le cas du schéma environné. Ces rangées subiront ainsi plus de fissions que celles équivalentes dans le cas du schéma infini. Cela causera une répartition spatiale du flux différente impliquant des écarts lors de l'homogénéisation. Ce flux plus thermique dans le cas environné causera également une répartition dans les groupes d'énergie différente qui donnera de nouveaux écarts lors de la condensation.

Ces deux effets ont cependant un impact faible par rapport à l'effet de l'évolution à burnup élevé car comme on le constate, la différence des sections efficaces augmente considérablement dans cette situation. La chute des sections efficaces environnées par rapport au cas infini s'explique ici principalement par l'effet d'évolution.

En effet, le MOX environné subira plus de fissions sur les dernières rangées à cause des UOX le nourrissant en neutrons thermiques et se consommera donc différemment au cours de l'évolution. Au centre les MOX infinis doivent certainement créer plus de plutonium par capture neutronique, vu les différences observées sur les sections homogénéisées. De plus, l'environnement d'UOX étant figé, l'approvisionnement en neutrons thermiques ne baissera pas au cours de l'évolution du MOX environné. Les concentrations isotopiques de ce dernier seront donc de plus en plus faibles vis-à-vis de celles du MOX infini. Les sections efficaces macroscopiques des crayons Σ_r^g , surtout pour ceux proches du bord, seront ainsi plus petites et entraîneront des sections homogénéisées résultantes plus faibles.

5.3.1 Sur la concentration en bore

Les concentrations en bore critiques du cœur au cours de l'évolution pour nos deux schémas de calcul sont tracées à la figure 5.5. Le temps est donné en JEPP.

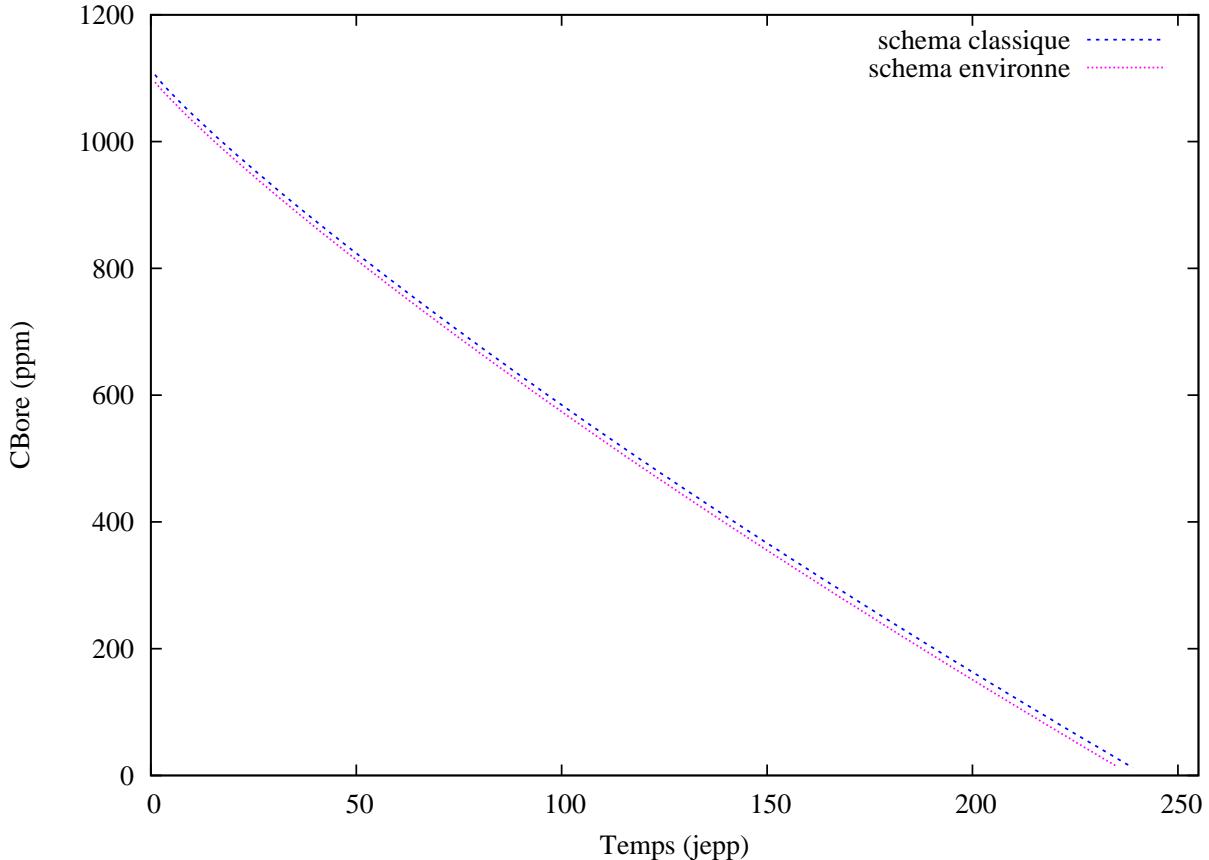


Figure 5.5 Concentrations en bore critiques au cours de l'évolution pour les deux schémas de calcul.

On peut remarquer que la concentration critique nécessaire du schéma environné est systématiquement inférieure à celle du schéma infini. Cependant cette différence ne s'accroît que légèrement au cours de l'évolution. L'écart initial est de 11.8 ppm tandis que l'écart au 235^{ème} JEPP est de 12.8 ppm.

Pour illustrer l'impact des différentes bibliothèques du MOX sur cette concentration en bore critique, différents calculs ont été effectués pour obtenir ces dernières avec des plans de chargement simplifiés. Nous avons pris le même plan de chargement où seuls les burnups des MOX ont

été modifiés et tous pris égaux. Tous les UOX sont donc strictement identiques au plan de chargement de notre cœur étudié initialement.

Nous présentons dans le tableau 5.2 les différentes concentrations nécessaires pour rendre les cœurs simplifiés critiques, en fonction du burnup des MOX pris.

Burnup des MOX (GWj/t)	0	12	24	36
Schéma environné	1427.9	1158.3	995.0	876.4
Schéma infini	1418.9	1163.9	1013.6	900.6
Différence $CB_{env} - CB_{inf}$	9.0	-5.6	-18.6	-24.2

Tableau 5.2 Concentrations critiques nécessaires (en ppm) pour des plans de chargement identiques où seul le burnup des MOX change.

Nous pouvons voir que la concentration critique nécessaire avec des MOX neufs est supérieure dans le cas environné. Cependant cette dernière décroît plus vite avec le burnup des MOX que celle du cas infini et devient inférieure relativement rapidement, pour un burnup des MOX d'environ 8 GWj/t. En effet les sections efficaces du MOX sont légèrement plus élevées à burnup faible dans le cas environné. Ces derniers sont donc plus réactifs et produisent ainsi plus de neutrons. Nous pouvons également dire que, comme dans le cas des sections efficaces, l'effet d'évolution sur les concentrations isotopiques dans les MOX a un impact fort sur la concentration critique résultante.

Cela s'explique par le fait que, plus le burnup des MOX est élevé, plus le MOX environné aura été consommé différemment par rapport au MOX infini. Il aura subi plus de fissions sur les rangées proches du bords et aura certainement créé moins de plutonium par capture neutronique. Il possèdera ainsi des concentrations istopiques plus faibles et nécessitera donc une concentration en bore plus petite.

Dans notre cas, les MOX situés à l'extérieur sont neufs et ceux proches du centre sont à 24 GWj/t. L'écart de concentration initial étant de 11.8 ppm, nous en déduisons que l'effet des MOX proches du centre est plus important que ceux aux bords. En effet cet écart est plus proche des -18.6 ppm du tableau 5.2 que des 9 ppm. Au fur et à mesure de l'évolution, les MOX s'usent différemment et l'écart sur la concentration en bore augmente. Cependant cet écart n'augmente pas aussi rapidement que l'on pourrait s'y attendre puisque la différence n'est que de 12.8 ppm au 235^{ème} JEPP alors que les MOX ont tous vieilli d'un cycle, soit de 12 GWj/t environ.

Au cours de l'évolution, les MOX environnés se consomment plus rapidement que les MOX infinis. Les assemblages d'UOX vont donc se consommer légèrement plus lentement. En effet, le cœur se consomme à la même vitesse pour une même puissance donnée.

Ces derniers étant moins consommés dans le cas environné, ils nécessiteront une concentration en bore supérieure. Cela contre-balancera le fait qu'au fur et à mesure que les MOX vieillissent, ils demandent une concentration dans le cas environné de plus en plus faible par rapport à celle du schéma infini. La compétition de ces deux phénomènes explique donc la faible augmentation de la différence dans les concentrations du bore en fonction du temps.

Impact de la bibliothèque sur la longueur de campagne

Rappelons que la longueur de campagne est la durée pendant laquelle le réacteur peut rester critique en ajustant la concentration en bore. Dans la pratique nous définissons la longueur de campagne comme étant la durée pendant laquelle le réacteur peut rester critique avec une concentration en bore supérieure à 10 ppm. Avoir un impact sur la concentration en bore critique, revient donc à avoir un impact sur la longueur de campagne. Une concentration supérieure permet de faire fonctionner le cœur plus longtemps.

Ce cœur est censé avoir une longueur de campagne d'environ 280 JEPP, d'après le livre de N. Kerkar et P. Paulin (2008). Les réacteurs étant arrêtés un mois pour le rechargement annuel du cœur et ne fonctionnant pas à pleine puissance tout au long de l'année, il est normal d'avoir une longueur de campagne comprise entre 270 et 290 JEPP.

Cependant comme nous n'utilisons pas les mêmes teneurs en plutonium dans tous les crayons de nos assemblages de MOX et comme notre modèle n'est pas aussi précis que celui des auteurs du livre, nous ne pouvons savoir quelle est la longueur de campagne exacte de notre cœur.

Le tableau 5.3 nous montre la forte sensibilité au nombre de groupes initiaux sur lequel les calculs de transport pour la création de nos bibliothèques d'interpolation sont faits, donc sur les sections efficaces générées et donc sur le calcul de cœur.

Nous pouvons voir que l'utilisation d'une bibliothèque possédant plus de groupes augmente sensiblement la longueur de campagne. En effet cette dernière augmente de 21 JEPP avec le changement de bibliothèque. Cette différence notable se joue certainement au niveau de l'auto-protection, mieux représentée avec la bibliothèque iaea172 qui possède plus de groupes. Cependant cela peut jouer également sur d'autres phénomènes et des études plus poussées nécessitent d'être faites pour

	Bibliothèque à 69 groupes	Bibliothèque à 172 groupes
Longueur de campagne	240	261

Tableau 5.3 Longueur de campagne du schéma classique en fonction de la bibliothèque utilisée pour les calculs de transport.

déduire les effets dus au changement de bibliothèque. Cela ne rentre toutefois pas dans le cadre de notre étude.

Cet écart proche de 10% est très important et n'est pas acceptable d'un point de vue industriel. Cependant J. Le Mer avait également observé de tels écarts avec d'autres bibliothèques dans sa maîtrise (Août 2007) et nous n'avons donc pas cherché d'où venait un tel écart.

5.3.2 Sur la puissance obtenue par crayon

Nous étudions dans cette section les différences relatives sur les puissances obtenues par crayon en fonction du schéma utilisé. Nous utilisons les puissances du plan central de notre discréétisation selon la hauteur et non la somme sur tous les plans. Ces différences sont données en %. La référence est la puissance calculée avec le schéma classique en milieu infini. La formule utilisée est simplement :

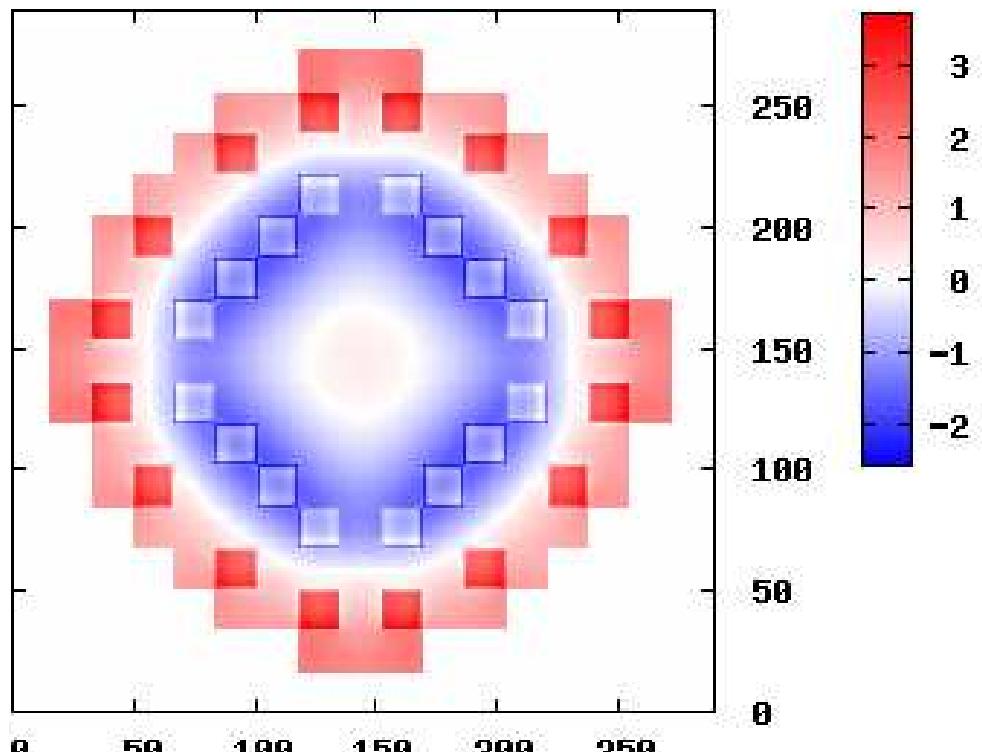
$$\Delta(\%) = \frac{(P_{env} - P_{inf}) \cdot 100}{P_{inf}}$$

Ces différences sont donc positives si la puissance environnée est supérieure à celle résultant du calcul infini et inversement.

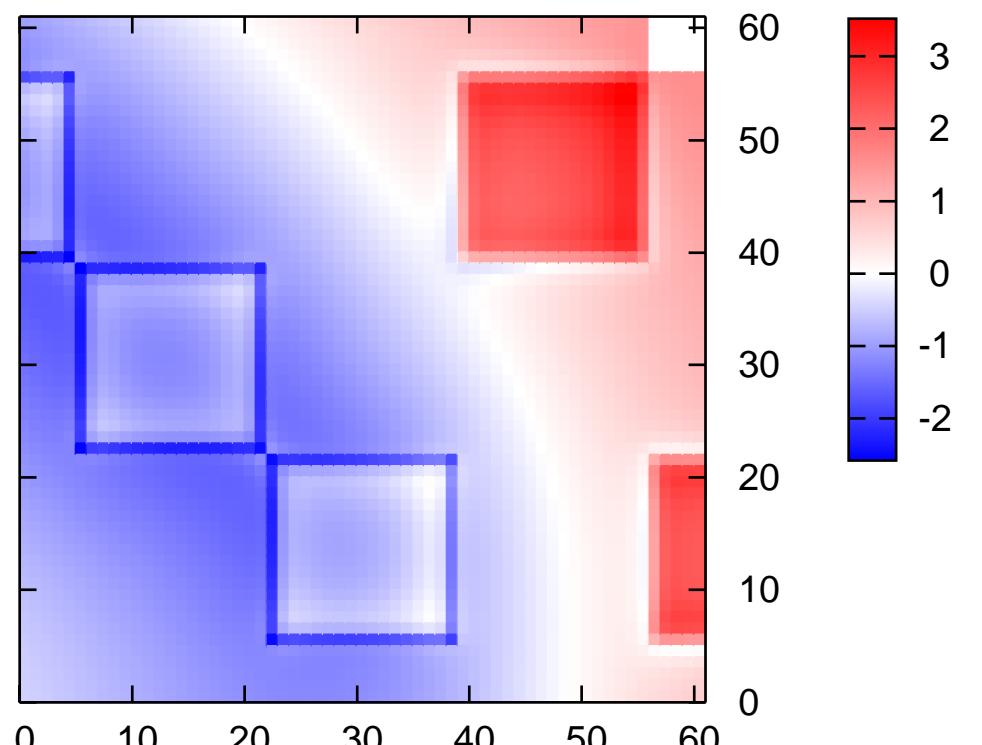
Comparaison en début de cycle

La comparaison de la puissance initiale sur le cœur est présentée à la figure 5.6(a). Un zoom sur un UOX proche d'un MOX neuf et en bordure de 2 MOX initialement à 24 GWj/t est effectué à la figure 5.6(b). Le coin en haut à droite étant du réflecteur, la différence est strictement nulle.

On peut voir que l'impact de l'environnement ne joue pas seulement sur les assemblages de MOX et les assemblages d'UOX environnants mais sur le cœur entier. Les principales différences apparaissent cependant dans les MOX neufs et sur les rangées-frontière des MOX à 24 GWj/t. Il est logique d'avoir les plus grosses différences sur les MOX car les bibliothèques utilisées pour les UOX sont les mêmes dans les deux schémas. Leurs burnups étant également les mêmes initialement, les sections efficaces utilisées pour les UOX sont donc identiques dans les deux calculs.



(a) Coeur entier



(b) Zoom sur un UOX entouré de quelques MOX

Figure 5.6 Comparaison en % de la puissance initiale entre les deux schémas de calcul.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 5.6(a), trois zones distinctes se dégagent clairement :

- Sur le bord du réacteur, les MOX neufs dégagent une puissance moyenne de 3.5 % supérieure dans le cas environné et les UOX aux alentours une puissance environnée d'environ 1% supérieure.
- Plus au centre, autour des MOX à 24 GWj/t, les puissances environnées dégagées sont d'environ 1% inférieure dans le MOX, les dernières rangées de crayons étant les plus affectées avec une puissance environnée d'environ 2.5% inférieure. Les assemblages d'UOX aux alentours dégagent pour leur part une puissance calculée avec le schéma environné plus faible de 1% en moyenne.
- Enfin, complètement au centre, les UOX dégagent des puissances légèrement supérieures dans le cas environné.

Plusieurs paramètres entrent en compte pour expliquer ces résultats, tels que le type de combustible, le burnup des assemblages ou leurs positionnements dans le cœur. Ces effets ayant des tendances contradictoires, il n'est pas évident de tirer directement des conclusions avec les résultats de la figure 5.6(a).

Pour pouvoir analyser ces résultats et comprendre les différentes implications de chacun des paramètres, nous avons donc effectués plusieurs calculs sur des cœurs simplifiés, où nous ne faisons varier qu'un paramètre à la fois, pour évaluer son impact sur la puissance finale. Nous avons cependant gardé le même plan de chargement pour les types de combustible et n'avons modifié que les burnups initiaux des assemblages.

Dans un premier temps, nous avons effectué des calculs en variant le burnup des MOX tous pris identiques. Les UOX ont été mis à 20 GWj/t, pour ne pas avoir d'effet d'environnement par rapport à celui de la création des bibliothèques. De ces calculs, nous avons observé les phénomènes suivants :

- Au niveau du flux rapide, la différence est positive (ce qui signifie que le flux rapide environné est supérieur au flux rapide infini) sur les MOX à burnup nul puis diminue avec le burnup et passe rapidement négative. L'écart sur les MOX de bord est plus grand que celui sur ceux proches du centre. Par compensation l'écart est inversé au niveau des UOX au centre.
- Au niveau du flux thermique, la différence est toujours positive sur les MOX et croît avec le burnup. Les UOX environnantes possèdent donc un flux thermique environné plus faible. Par compensation, les UOX au centre auront un flux thermique environné légèrement plus fort qui croît également en fonction des burnups des MOX.
- Au niveau de la puissance résultante, la puissance des MOX environnés est en moyenne

supérieure jusqu'à un burnup d'environ 20 GWj/t (un peu moins pour ceux au bord, un peu plus pour ceux au centre). La puissance du cœur étant identique pour les schémas de calcul, la puissance sur les UOX compensait les différences sur les MOX. Ainsi la différence sur les UOX centraux était de plus en plus grande.

Nous avons ensuite fait les mêmes calculs en remettant les burnups des UOX tels qu'ils étaient dans le plan de chargement initial, pour voir s'ils avaient une influence aux niveaux des différences. En fait, aucun changement notable n'apparaît en rajoutant les gradients de burnup des UOX. Les différences restent du même type et du même ordre de grandeur. Cependant pour les UOX plus jeunes que 20 GWj/t, les puissances environnées sont légèrement plus élevées relativement et inversement pour ceux plus vieux. Prendre les burnups originaux du plan de chargement pour les UOX augmente donc la puissance environnée aux bords et la diminue vers le centre.

Les tendances sur les flux étant inverses, excepté à burnup faible, et les coefficients de production d'énergie H-FACTORS étant plus faibles dans les deux groupes comme nous l'avons présenté à la figure 5.4, il est nécessaire de regarder les puissances générées par chaque groupe d'énergie.

Nous pouvons toutefois déjà savoir qu'à burnup nul, la puissance sera supérieure dans les deux groupes pour le MOX environné. En effet les flux et les coefficients de production d'énergie H-FACTORS sont supérieurs dans les deux cas. De même, pour un burnup plus élevé, la part du groupe rapide sur la puissance sera inférieure dans le cas environné.

Les puissances dégagées (en $10^{18} \text{ MeV.s}^{-1}$, $10^{18} \text{ MeV.s}^{-1} \sim 16 \text{ MW}$) pour les deux schémas de calcul ainsi que les différences relatives sont présentées pour les groupes rapide et thermique respectivement aux figures 5.7 et 5.8, sur le même zoom de la figure 5.6(b).

On peut voir sur ces figures que la part de puissance due au groupe thermique est en moyenne deux à trois fois supérieure, selon l'emplacement et le burnup de l'assemblage considéré. Cela est normal pour un REP qui est un réacteur thermique.

Suite à tous ces calculs, nous pouvons donc désormais analyser correctement la figure 5.6(a), et justifier quels paramètres jouent sur les différences obtenues.

Tout d'abord, comme nous l'avons observé sur nos calculs, les MOX neufs possèdent une puissance environnée supérieure dans les deux groupes et donc une puissance environnée finale supérieure. Les MOX à 24 GWj/t possèdent dans le groupe thermique une puissance environnée

légèrement supérieure. Par contre dans le groupe rapide, leur puissance environnée est bien plus faible. Au final, la différence résultante est négative.

Au niveau des UOX, deux phénomènes sont en compétition. D'une part, les MOX à 24 GWj/t sont plus usés dans le cas du schéma environné et induisent un flux neutronique plus faible autour d'eux. Ils réduisent donc la puissance environnée et justifient la différence négative autour d'eux. Cependant, la puissance totale du cœur étant la même dans les deux schémas, les MOX neufs ne peuvent à eux seuls compenser cette perte de puissance. Il est donc logique de voir des différences positives en dehors de cette "couronne", i.e. au centre et aux bords.

Des calculs effectués avec des MOX plus vieux à la place des MOX neufs justifient le fait que les MOX environnés induisent des flux plus faibles. Ces derniers sont alors compensés uniquement au centre, loin des MOX vieux.

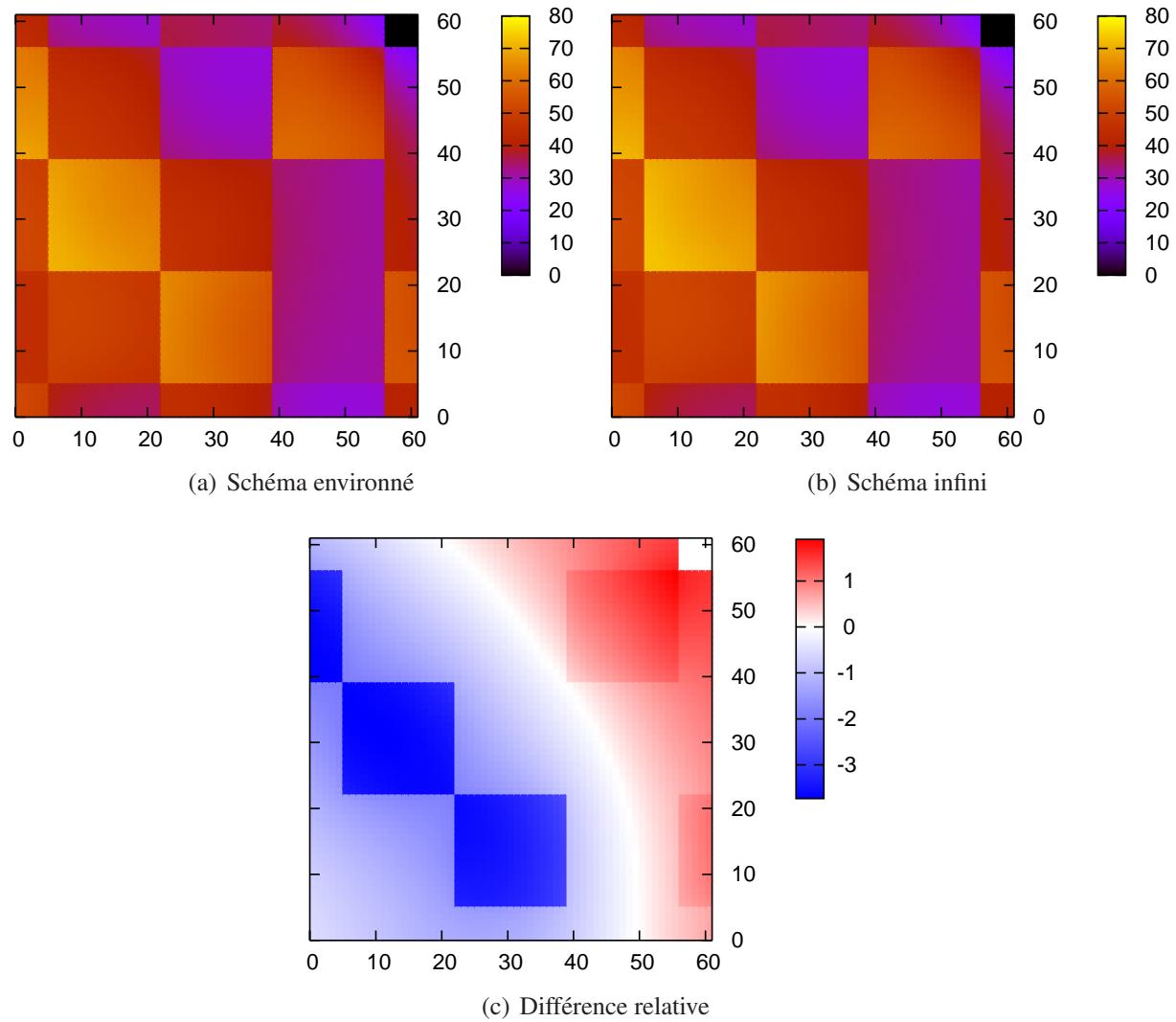


Figure 5.7 Puissance initiale due au groupe rapide dans les deux schémas.

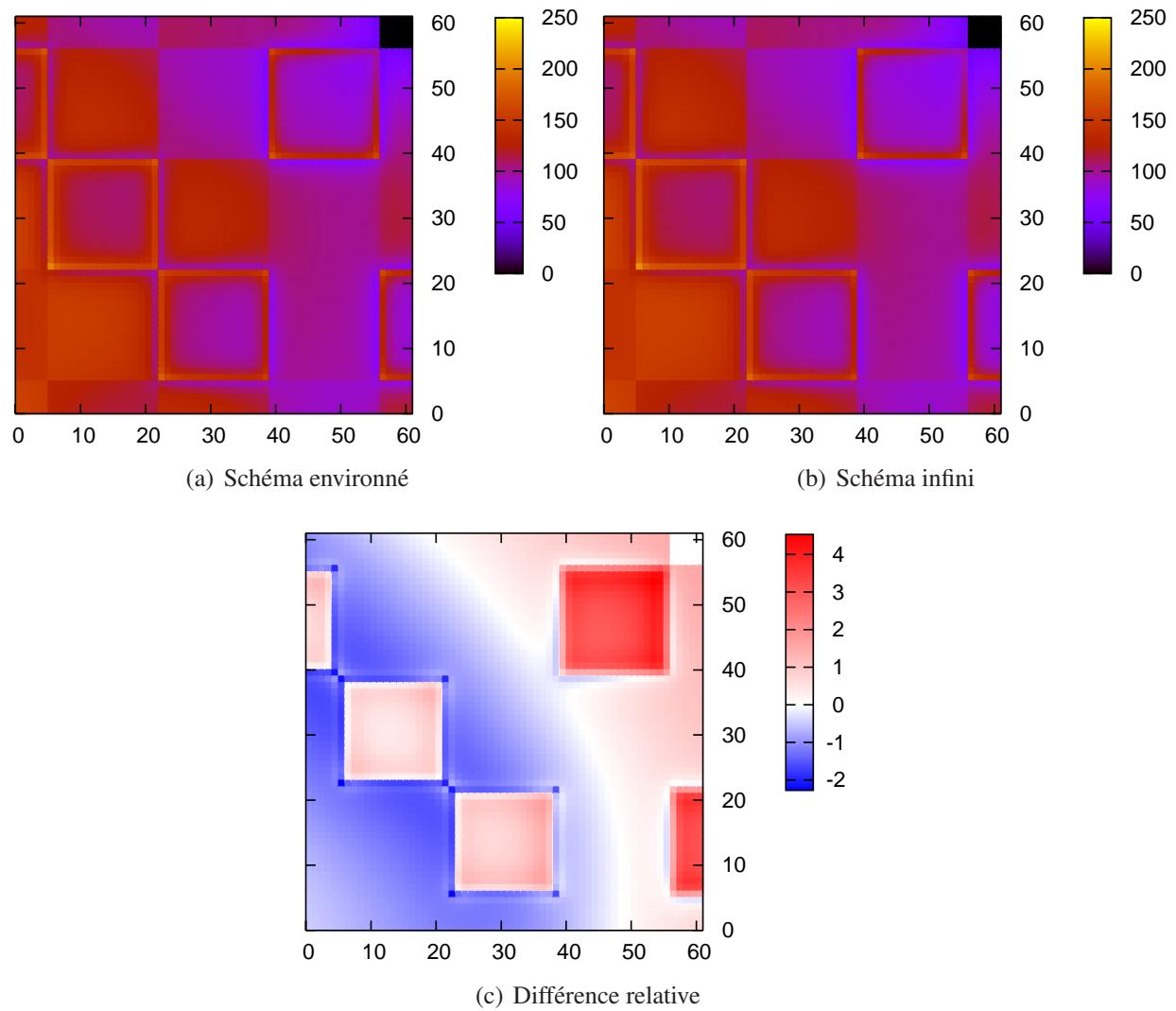


Figure 5.8 Puissance initiale due au groupe thermique dans les deux schémas.

Comparaison en fin de cycle

La comparaison à la fin de la longueur de campagne des puissances finales sur le cœur est présentée à la figure 5.9(a). On peut voir que les différences sont dans l'ensemble du même signe sur les assemblages par rapport à la figure 5.6(a), représentant les puissances initiales.

On y retrouve les trois mêmes zones distinctes, décalées dans l'ensemble vers l'extérieur :

- La zone centrale positive sur les UOX est plus large.
- Celle négative aux alentours des MOX proches du centre s'étend également plus loin.
- La dernière, proche des bords, est donc plus petite et la différence est plus faible.

En fin de cycle, les assemblages ont en moyenne augmenté leur burnup de 12 GWj/t. Les justifications sur les signes des différences sont donc similaires mais ces dernières ont baissé ou augmenté selon la position dans le cœur.

En effet, les MOX proches du centre sont plus vieux. L'usure relative de ces derniers est donc plus grande et la différence l'est également. Ils induisent toujours un flux neutronique plus faible autour d'eux, justifiant les différences négatives les entourant. Cependant celles-ci ne sont pas spécialement plus grandes car les UOX sont moins usés dans le cas environné et compensent donc en partie pour la puissance environnée.

Les MOX aux bords gardent pour leur part une puissance environnée supérieure, car ils sont à moins de 20 GWj/t. Toutefois, ils ne sont plus neufs et ne compensent plus autant pour la puissance totale du cœur. Les différences sont donc plus faibles aux bords du réacteur et sont ainsi plus fortes au centre.

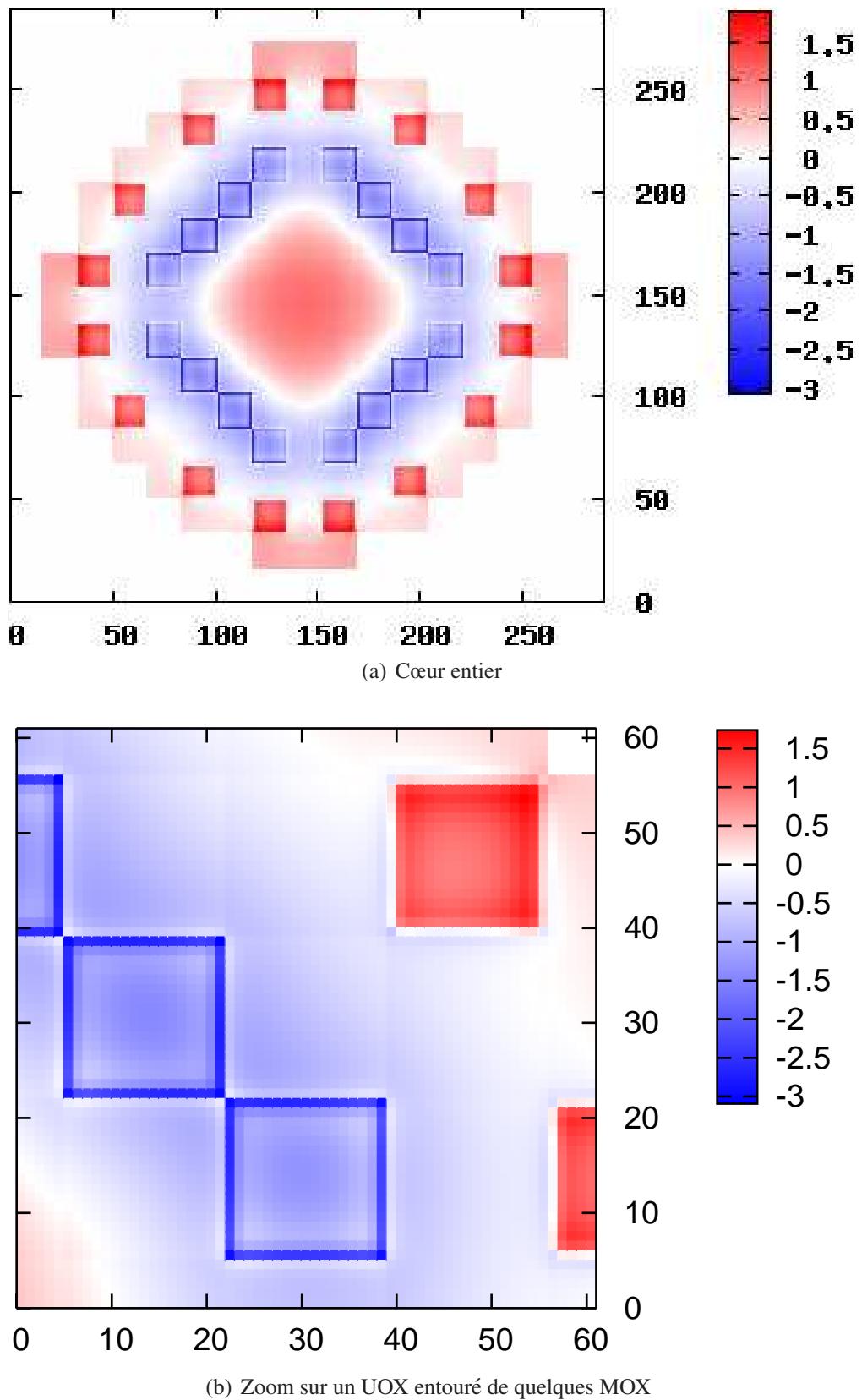


Figure 5.9 Comparaison en % de la puissance finale entre les deux schémas de calcul.

CHAPITRE 6

LA RECONSTRUCTION FINE DE PUISSANCE

Le problème des schémas de calcul où nous travaillons avec des assemblages homogénéisés lors de la deuxième étape en diffusion est le suivant : on ne tient pas compte des variations de flux locales dues aux hétérogénéités sur la nappe de puissance finale. Nous avons bien évidemment tenu compte de ces hétérogénéités lors de la première étape pour le calcul en transport des différentes sections homogénéisées, conservant ainsi par assemblage les bons taux de réaction, mais au niveau de chacun des crayons, ces taux ne sont pas conservés mais plutôt moyennés.

La détermination et la localisation du facteur de point chaud est une problématique industrielle importante, qui nécessite de connaître la nappe de puissance du cœur plus précisément que ce que permettent les schémas de calcul où la diffusion est effectuée sur des assemblages homogénéisés.

Le principe de la reconstruction fine de puissance (RFP) est de reconstruire le plus précisément possible le flux de transport à partir du flux de diffusion, dans chaque groupe, afin de pouvoir ensuite calculer la nappe de puissance de manière plus précise. Cette méthode est déjà utilisée par EDF dans le cas du schéma de calcul classique en milieu infini (Courau T. et Girardi E., Octobre 2008). Nous allons tenter de la mettre en place dans le cas de notre schéma de calcul environné.

La théorie de cette méthodologie est présentée dans une première partie. Dans une deuxième partie, nous présenterons ensuite les résultats de cette reconstruction obtenus sur des clusters où nous possédons une vraie référence en transport. Dans une dernière partie nous présenterons les résultats de cette reconstruction sur le cœur entier. Nous comparerons la nappe de puissance reconstruite à celle obtenue à la suite du calcul de diffusion. Nous comparerons également les puissances reconstruites de nos deux schémas entre elles comme dans le chapitre précédent (cf. section 5.3.2).

6.1 Théorie

6.1.1 Hypothèse de séparation des flux

La reconstruction fine de puissance est une reconstruction indirecte de la puissance qui nécessite tout d'abord de reconstruire les flux. En effet, nous allons travailler dans un premier temps sur les flux puis ensuite reconstruire dans un deuxième temps la puissance à partir de ces flux.

Cette méthodologie suppose que le flux neutronique peut se décomposer en un produit d'un flux de structure fine, obtenu grâce aux calculs de transport et tenant compte des hétérogénéités locales, par un flux macroscopique obtenu lors du calcul en diffusion sur le cœur.

Nous supposons donc que le flux multigroupe dans le réacteur $\phi^g(\vec{r})$ peut s'écrire :

$$\phi^g(\vec{r}) = \psi^g(\vec{r}) \cdot \varphi^g(\vec{r})$$

où :

- $\psi^g(\vec{r})$ est la composante macroscopique qui prend en compte l'allure globale du flux dans le cœur.
- $\varphi^g(\vec{r})$ est la composante microscopique qui prend en compte l'allure locale du flux dans les assemblages.

Cette hypothèse, strictement vérifiée pour un cœur hétérogène périodique infini, paraît bien adaptée pour un REP car les phénomènes locaux dépendent assez peu de ce qui se passe quelques centimètres plus loin, le libre parcours moyen des neutrons étant faible.

Dans le cas du schéma de calcul classique, le calcul de transport sur un assemblage en milieu infini donnera le flux microscopique tandis que le calcul de cœur en diffusion homogène nous donnera le flux macroscopique. Nous verrons que dans le cas du schéma environné, il est plus difficile d'obtenir le flux de structure fine des assemblages. Ce cas est traité à la section 6.1.4.

6.1.2 Normalisation

A l'issue d'un calcul de transport, sur un assemblage ou un cluster, les flux étant définis à une constante multiplicative près, nous supposons que le flux intégré en espace et en énergie est normalisé à un neutron source, soit :

$$\sum_{g=1}^G \langle \nu \Sigma_f^g(\vec{r}) \phi^g(\vec{r}) \rangle = 1$$

A l'issue d'un calcul de diffusion équivalent où l'on utilise les sections homogénéisées et condensées du calcul de transport précédent, la condition de normalisation sur le flux de diffusion ψ^g va être identique, par conservation des taux :

$$\sum_{g=1}^G \langle \nu \Sigma_f^g \psi^g \rangle = 1$$

Cependant la normalisation sur le flux est arbitraire. On peut la choisir différemment mais la normalisation de la composante microscopique va dépendre de celle choisie pour le flux de diffusion. Par défaut la normalisation flux-volume est utilisée à la sortie du calcul de diffusion comme pour le calcul de transport. Les niveaux moyens des flux de diffusion et de transport sont donc équivalents. Pour ne pas rajouter de facteur qui modifierait le niveau du flux reconstruit, ce niveau étant donné par le flux de diffusion, le flux de structure fine doit être moyenné à un sur chacun des assemblages et sur chaque groupe. Toutefois cette normalisation ne garantit pas la continuité du flux reconstruit car si le flux de diffusion est bien continu, le flux de structure fine n'a aucune raison de l'être.

Le flux neutronique est une grandeur définie à une constante près. Seuls les taux de réaction, qui ont une véritable signification physique, doivent être conservés entre le calcul de transport et celui en diffusion. Ces taux de réaction étant proportionnels au produit du flux de diffusion par les sections efficaces, il est possible de multiplier et de diviser, dans chaque groupe, le flux et les sections efficaces par un même facteur sans affecter les taux de réaction, en posant :

$$\tilde{\Sigma}^g = \lambda^g \Sigma^g \text{ et } \tilde{\psi}^g(\vec{r}) = \frac{\psi^g(\vec{r})}{\lambda^g}$$

Nous pouvons donc choisir un nouveau facteur de normalisation (λ^g) de manière à satisfaire la continuité du flux reconstruit à l'interface entre deux assemblages. La manière la plus simple de satisfaire la continuité du flux microscopique quelques soient les assemblages mis les uns à côté des autres dans le cœur est d'obliger ce flux à avoir une valeur unique aux frontières de chacun des assemblages. Nous devons donc choisir λ^g tel que le flux microscopique vaille un au bord.

6.1.3 Cas du milieu infini

Dans le cas du milieu périodique, infini et homogène, la reconstruction est triviale car le flux de diffusion est plat :

- On note : $\phi_l^g = \phi^g(\vec{r} = \vec{r}_s)$ le flux de transport moyen au bord de l'assemblage.
- On fixe $\lambda^g = \frac{\psi^g}{\phi_l^g}$ ce qui donne : $\tilde{\psi}^g = \phi_l^g$ (conservation du flux au bord).
- On renormalise le flux microscopique $\varphi^g(\vec{r}) \rightarrow \tilde{\varphi}^g(\vec{r}) = \frac{\phi^g(\vec{r})}{\phi_l^g}$ de façon à avoir pour chacun des groupes d'énergie : $\tilde{\varphi}^g(\vec{r} = \vec{r}_s) = 1$.

On en déduit que le nouveau flux reconstruit $\tilde{\phi}^g(\vec{r}) = \tilde{\varphi}^g(\vec{r})^g \cdot \tilde{\psi}^g$ est donc strictement identique au flux de transport ce qui valide la méthodologie de la reconstruction fine de puissance, dans le cas particulier d'une configuration périodique et infinie. Les résultats sont présentés dans la partie 6.3.1.

De plus par conservation des taux, la condition de normalisation est bien vérifiée :

$$\sum_{g=1}^G \left\langle \nu \tilde{\Sigma}_f^g \tilde{\psi}^g \right\rangle = 1$$

Cette normalisation est la normalisation de Selengut et les facteurs de normalisation sont les inverses des facteurs de Selengut.

L'intérêt de cette normalisation de Selengut est de mettre le flux de structure fine à un sur les bords afin d'assurer la continuité du flux reconstruit car nous allons utiliser ces données pour reconstruire les flux dans des cas hétérogènes. Ceci est en fait inutile dans le cas périodique car le flux de diffusion est constant et le flux reconstruit est donc continu quelle que soit la normalisation.

Dans le cas d'un cœur réel, qui correspond au cas de milieu fini et hétérogène, l'hypothèse de séparation des variables n'est plus exacte et la reconstruction de puissance sera donc approximative. Les résultats de la RFP, en utilisant cette normalisation de Selengut, sur un cluster hétérogène dans le cas du schéma classique, où tout est calculé en milieu infini, sont présentés à la section 6.3.2. Le cas de la RFP pour le schéma environné est traité dans la section suivante.

6.1.4 Cas des calculs environnés

Dans le cas des calculs environnés, la présence d'un environnement (cf figure 6.1) induit une courbure du flux en raison du courant net non nul à l'interface assemblage/environnement (Courau T. et Girardi E., Octobre 2008). Le flux réel, $\phi^g(\vec{r}) = \psi^g(\vec{r}) \cdot \varphi^g(\vec{r})$, obtenu grâce au calcul de transport, est donc affecté par l'environnement, qui touche principalement le flux de diffusion $\psi^g(\vec{r})$, que nous obtenons en faisant un calcul de diffusion sur le cluster étudié.

En appliquant la méthode précédente, le flux microscopique tiendra donc compte de l'environnement car nous l'obtenons en divisant uniquement le flux de transport par sa moyenne au bord. Le flux de diffusion tenant également compte de l'environnement, le flux reconstruit sera au final trop courbé et la reconstruction sera mauvaise. Il s'agit donc de trouver un moyen de calculer un flux de structure fine représentatif de l'assemblage central ne tenant plus compte de l'environnement.

Nous présentons dans cette partie deux méthodes que nous avons développées : une première simple à mettre en place et une autre plus compliquée, itérative mais plus précise.

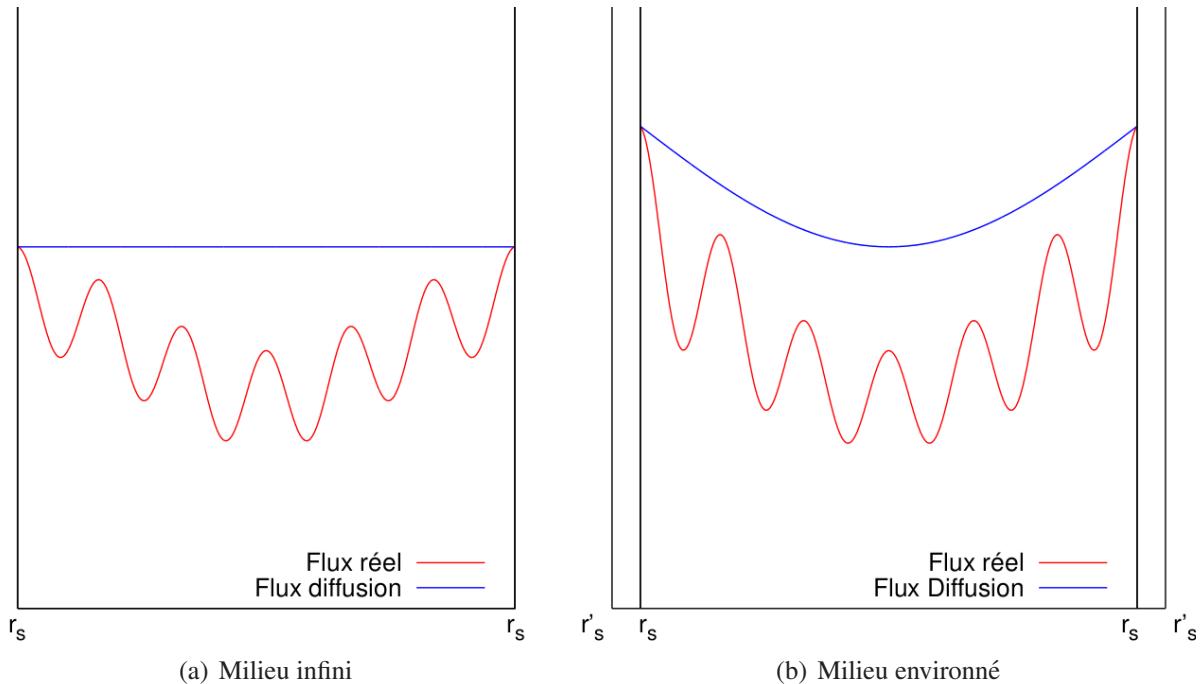


Figure 6.1 Impact de l'environnement.

Méthode "simple"

La méthode proposée est une méthode heuristique. Nous ne prouvons pas mathématiquement que le flux de structure fine obtenu par cette méthode ne tient plus compte de l'environnement mais les résultats présentés à la section 6.3.2 soutiennent cette méthode et nous montrent que la reconstruction donne de bons résultats.

L'idée consiste tout simplement à prendre, pour le flux de structure fine, le rapport entre le flux de transport, qui tient compte de l'environnement et des hétérogénéités au sein des assemblages, et le flux de diffusion obtenu à la suite d'un calcul homogène équivalent sur le même regroupement, qui ne tient compte que de l'environnement et non des hétérogénéités locales. On aura simplement

$$\varphi^g(\vec{r}) = \frac{\phi^g(\vec{r})}{\psi^g(\vec{r})}.$$

Ce flux de structure fine serait donc aplati par rapport au flux de transport mais seuls des calculs de reconstruction ultérieurs sur différentes configurations permettront de valider cette méthode et de confirmer si ce flux de structure fine est suffisamment déconvolué pour notre reconstruction ou s'il contient toujours une composante de l'environnement.

Dans ce cas également, pour satisfaire la continuité du flux reconstruit ultérieurement, nous devons choisir λ^g tel que le flux microscopique soit l'identité au bord de l'assemblage central, ce qui n'a aucune raison d'être le cas avec notre division des flux.

Nous choisissons donc de prendre $\lambda^g = \frac{\langle \psi^g \rangle_b}{\langle \phi^g \rangle_b} = \frac{1}{\langle \varphi^g \rangle_b}$, le rapport entre le flux moyen de diffusion au bord de l'assemblage central et celui du flux de transport. Nous prenons les données au bord de l'assemblage central car seul le flux de structure fine de cet assemblage nous intéresse dans le cluster et sera donc conservé. C'est donc sur ses bords que le flux de structure fine doit valoir un.

Nous renormalisons ainsi le flux de structure fine :

$$\varphi^g(\vec{r}) \rightarrow \tilde{\varphi}^g(\vec{r}) = \frac{\phi^g(\vec{r})}{\psi^g(\vec{r})} \cdot \lambda^g = \frac{\phi^g(\vec{r})}{\langle \phi^g \rangle_b} \cdot \frac{\langle \psi^g \rangle_b}{\psi^g(\vec{r})}$$

qui vaut logiquement un en moyenne au bord. Le flux reconstruit sera ainsi bien continu et s'approchera du flux de transport si la déconvolution du flux de diffusion dans le flux de transport était correcte.

De plus par conservation des taux de réaction, la condition de normalisation est toujours bien vérifiée :

$$\sum_{g=1}^G \left\langle \nu \tilde{\Sigma}_f^g \tilde{\psi}^g \right\rangle = 1$$

Nous pouvons remarquer que cette méthode donnerait exactement les mêmes résultats si nous l'appliquions dans le cas des calculs en milieu périodique infini car le flux de diffusion est une constante :

$$\psi^g(\vec{r}) = \langle \psi^g \rangle = \langle \psi^g \rangle_b = \langle \phi^g \rangle$$

Cette méthode nécessite cependant un calcul de diffusion et rajoute donc une étape supplémentaire par rapport à la méthode utilisant directement la normalisation de Selengut.

Toutefois, cette méthode montre que le flux de structure fine que nous allons utiliser pour la suite dépend de l'environnement choisi pour le calcul en transport. Nous pouvons supposer que ces flux de structure fine associés à nos bibliothèques nous permettront de reconstruire de manière plus correcte le flux de transport sur un assemblage dans le cœur ou dans un regroupement si son environnement ressemble à celui utilisé lors du calcul de ses sections et de son flux de structure

fine. Les résultats présentés dans la section 6.3 tendent à confirmer cette supposition.

Méthode itérative

On étudie ici une méthode plus poussée de déconvolution. Le but de cette méthode est d'obtenir le flux de structure fine qui convient parfaitement à la reconstruction telle qu'on l'effectue dans le cœur. Cette méthode utilise donc les coefficients de Selengut du milieu infini pour renormaliser les sections des UOX environnantes. Pour le MOX central on utilise toujours le rapport entre les flux moyens de diffusion et de transport au bord de l'assemblage central.

Cette méthode est une méthode itérative et s'effectue de la manière suivante :

- On calcule tout d'abord un flux de diffusion $\psi_1^g(\vec{r})$ sur le cluster homogénéisé par assemblage avec les sections efficaces sauvegardées dans la bibliothèque.
- On en déduit un premier flux de structure fine en divisant le flux de transport par ce flux de diffusion à l'aide de la relation :

$$\varphi_1^g(\vec{r}) = \frac{\phi^g(\vec{r})}{\psi_1^g(\vec{r})}$$

Ce flux de structure fine correspond finalement à celui utilisé dans notre méthode "simple" présentée à la section précédente 6.1.4.

- On calcule la valeur du facteur de normalisation pour l'assemblage central :

$$\lambda_1^g = \frac{\langle \psi_1^g \rangle_b}{\langle \phi^g \rangle_b} = \frac{1}{\langle \varphi_1^g \rangle_b}$$

On applique ce facteur de normalisation aux sections de ce dernier, et ceux de Selengut en milieu infini aux sections des UOX environnantes, comme cela serait le cas dans le cœur.

- Avec ces dernières, on recalcule le flux de diffusion sur le cluster, qui sera différent, modifiant ainsi le flux de structure fine. On recalcule le facteur de normalisation pour l'assemblage central qu'on applique aux nouvelles sections. Pour les UOX on ne change pas la normalisation que l'on a déjà appliquée à la première étape. On continuera ces étapes jusqu'à convergence du processus.

Le critère de convergence pris pour cette méthode repose sur les flux de diffusion de deux étapes successives. On souhaite obtenir deux flux de diffusion égaux sur tout le cluster d'une itération à l'autre pour être sûr d'avoir bien convergé. Notre critère est donc $\left\| \frac{\psi_{n+1} - \psi_n}{\psi_n} \right\| < \epsilon$ avec $\epsilon = 1 \cdot 10^{-4}$ pour être sur de converger à 0.01% près. On peut évidemment choisir un autre ϵ si la convergence est trop lente.

A la convergence de cette méthode, les sections normalisées de la dernière étape et les flux de structure fine correspondants reconstruiront de manière quasi-parfaite les flux sur les MOX. Les différences viendront de l'environnement dans le cœur qui n'est pas exactement le même que celui de notre bibliothèque.

6.1.5 Reconstruction de la puissance

Une fois le flux $\tilde{\phi}^g(\vec{r})$ reconstruit sur chaque groupe, nous pouvons reconstruire la puissance totale. Cependant, comme dans le chapitre précédent, nous reconstruirons la puissance sur le plan central et non sur la totalité de la hauteur.

Ce flux a été reconstruit de manière à s'approcher le plus possible du flux de transport crayon par crayon. Il est donc normal de reconstruire la puissance avec les coefficients de production d'énergie H-FACTORS de chaque crayon, obtenus lors des calculs en transport de la première étape. Ces coefficients sont stockés dans les bibliothèques par crayon comme les flux de structure fine.

La formule pour reconstruire la puissance sur un crayon c est donc tout simplement :

$$P_c = \sum_{g=1}^G (\Sigma_{pow})_c^g \cdot \tilde{\phi}_c^g$$

6.2 Mise à jour des bibliothèques

Les bibliothèques obtenues à la sortie des calculs de transport utilisent la normalisation flux-volume pour les sections efficaces. Nous devons donc modifier les sections efficaces dans les bibliothèques homogénéisées par assemblage pour pouvoir effectuer le calcul de diffusion avec les sections correspondant à la continuité du flux de structure fine. De plus DRAGON enregistre le flux de transport dans les bibliothèques par crayon qu'il faudra modifier par le flux de structure fine calculé à chaque étape.

6.2.1 Bibliothèques infinies

Dans le cas des bibliothèques obtenues en milieu infini, la mise à jour est simple et s'effectue, à un pas d'interpolation donné, en 5 étapes :

1. Nous récupérons, dans un premier temps, le flux de transport stocké dans la bibliothèque par crayon.
2. Nous calculons le flux de structure fine en divisant simplement le flux de transport par sa moyenne au bord.

3. Nous enregistrons les données de ce pas d'interpolation dans la nouvelle bibliothèque par crayon, en remplaçant seulement le flux de transport par le flux de structure fine obtenu. Les coefficients de production d'énergie H-FACTORS ne sont pas modifiés. Le reste des informations ne sera pas utilisé.
4. Nous calculons les coefficients de Selengut pour chaque groupe, que nous appliquons aux sections efficaces totale NTOT0, de fission NUSIGF, aux coefficients de diffusion à travers STRD, aux sections de diffusion SCAT00 et aux coefficients de production d'énergie H-FACTORS (utilisés pour le calcul de la puissance sans RFP). Les autres sections efficaces n'étant pas utilisées par DONJON lors du calcul de diffusion, nous ne les modifions pas.
5. Nous enregistrons les données de ce pas d'interpolation dans la nouvelle bibliothèque homogénéisée par assemblage en changeant les nouvelles sections efficaces.

6.2.2 Bibliothèque environnée

La modification de la bibliothèque environnée, nécessite quelques étapes supplémentaires du fait qu'on doit faire un ou plusieurs calculs de diffusion selon la méthode choisie. A un pas d'interpolation, la mise à jour s'effectue selon les 6 ou 7 étapes suivantes :

1. Nous récupérons, dans un premier temps, le flux de transport stocké dans la bibliothèque par crayon.
2. Nous récupérons le buckling utilisé en transport pour ce pas dans le fichier .result et nous créons le fichier DONJON pour le calcul équivalent en diffusion que nous effectuons.
3. Nous récupérons le flux de diffusion obtenu et nous calculons un premier flux de structure fine de l'assemblage central en divisant le flux de transport par le flux de diffusion, puis nous le moyennons à 1 sur les bords. Ce flux de structure fine est celui de la méthode "simple". L'étape suivante ne la concerne donc pas.
4. Etape supplémentaire de la méthode itérative : Nous appliquons les différents coefficients de normalisation aux sections efficaces puis recalculons un nouveau flux de diffusion. On continue jusqu'à convergence sur le flux de diffusion comme expliqué dans la section 6.1.4.
5. Nous enregistrons les données de ce pas d'interpolation dans la nouvelle bibliothèque par crayon, en remplaçant seulement le flux de transport par le flux de structure fine obtenu. Les coefficients de production d'énergie H-FACTORS ne sont pas modifiés. Le reste des informations ne sera pas utilisé.
6. Nous calculons les coefficients de normalisation pour chaque groupe : $\frac{<\psi^g>_b}{<\phi^g>_b}$, que nous appliquons aux sections efficaces totale NTOT0, de fission NUSIGF, aux coefficients de diffusion à travers STRD, aux sections de diffusion SCAT00 et aux coefficients de production

d'énergie H-FACTOR. Les autres sections efficaces n'étant pas utilisées par DONJON lors du calcul de diffusion, nous ne les modifions pas.

7. Nous enregistrons les données de ce pas d'interpolation dans la nouvelle bibliothèque homogénéisée par assemblage en changeant les nouvelles sections efficaces.

6.3 Résultats sur des clusters

Avant de pouvoir appliquer ces méthodes de reconstruction à un calcul de cœur, il nous faut les valider par rapport à des calculs de référence effectués en transport. Nous choisissons donc de tester nos reconstructions sur différents clusters hétérogènes où nous faisons varier le type de combustible et le burnup des assemblages, pour être sûr de balayer les différentes configurations présentes dans un cœur et d'estimer les erreurs possibles dues aux approximations de la RFP.

6.3.1 Validation sur le milieu périodique infini

Dans le cas du milieu périodique infini, nous utilisons un cluster où les neufs assemblages sont identiques. Nous avons fait varier le type de combustible et son burnup pour confirmer nos résultats sur plusieurs clusters périodiques infinis différents.

Dans ce cas, la normalisation flux-volume conduit à un flux reconstruit continu car toutes les interfaces sont identiques, entraînant que le flux de structure fine est continu, bien qu'il ne soit pas égal à 1 sur le bord des assemblages. Ce flux reconstruit est strictement identique au flux calculé en transport.

Cependant cette normalisation ne nous intéresse pas pour la reconstruction fine de puissance, comme nous l'avons vu dans la partie théorique.

Nous avons donc pris la normalisation de Selengut que nous avons appliquée aux sections efficaces homogénéisées par assemblage, calculé le nouveau flux de diffusion et appliqué le nouveau flux de structure fine normalisé à 1 sur les bords. Ce nouveau flux reconstruit est strictement identique au flux de transport ce qui valide la méthodologie de la reconstruction fine de puissance avec la normalisation de Selengut, dans ce cas particulier d'une configuration périodique et infinie.

6.3.2 Cas du cluster hétérogène infini

Le cas précédent valide la méthodologie mais ne correspond en rien au cas réel d'un cœur, où les assemblages varient en type et en burnup et pour lesquels nous sommes loin de l'hypothèse de milieu périodique infini.

Pour estimer si cette méthode peut convenir à un calcul de cœur, il nous faut tester celle-ci sur des clusters hétérogènes où nous faisons varier les différentes configurations possibles en modifiant les burnups et les types de combustible.

Dans un premier temps nous allons faire des comparaisons avec nos bibliothèques correspondant au schéma de calcul classique en milieu infini. Dans un deuxième temps nous ferons le même type de comparaisons avec nos bibliothèques environnées obtenues avec la méthode "simple" pour voir si cette méthode convient et si elle améliore les résultats obtenus. Dans un troisième temps nous referons ces comparaisons avec les bibliothèques environnées obtenues avec la méthode itérative et comparerons cette méthode aux deux précédentes.

Notons que les différences Δ obtenues par la reconstruction des flux par rapport au calcul en transport de référence dans les deux groupes, présentées dans les figures qui suivent, sont toutes données en % et sont calculées de la manière suivante :

$$\Delta(\%) = \frac{\tilde{\phi}^g - \phi^g}{\phi^g} \times 100$$

La référence est le flux de transport, la différence est donc positive lorsque le flux reconstruit est supérieur au flux de transport et vice versa.

Reconstructions avec les données infinies

Impact des gradients de burnup

Dans un premier temps nous choisissons de regarder l'impact des gradients de burnup sur la reconstruction des flux. Nous prenons donc un cluster uniquement composé d'assemblages UOX, avec différents burnups pour l'assemblage central, celui de face et celui de coin. Les résultats présentés à la figure 6.2 correspondent au cluster où nous avons pris un burnup de 20 GWj/t pour l'assemblage central, 0 GWj/t pour l'assemblage en face et 40 GWj/t pour l'assemblage de coin.

Nous pouvons voir que les erreurs induites sur la reconstruction des flux par les gradients de burnup sont assez faibles dans ce cas, de l'ordre du %. La reconstruction des flux sur l'UOX central à 20 GWj/t est respectivement +1% et +1.5% trop élevée par rapport aux flux de transport sur les groupes rapide et thermique. Sur les UOX en face, à 0 GWj/t, nous avons respectivement des erreurs s'élevant à -0.6% et -1.2% et sur les UOX en coin, à 40 GWj/t, nous avons respectivement +0.8% et +2,2% dans les crayons proches de l'UOX central.

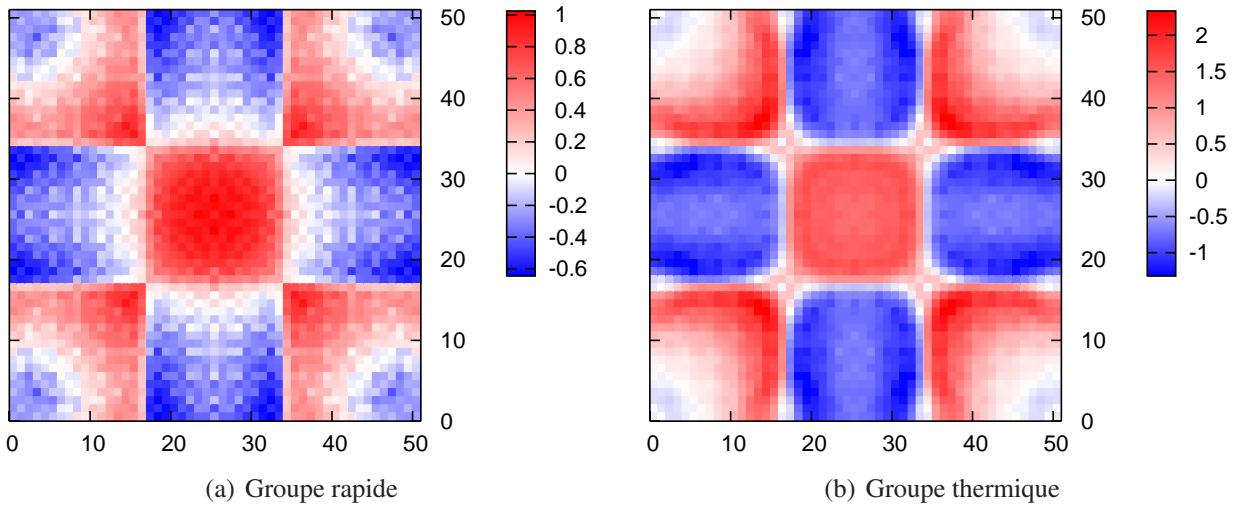


Figure 6.2 Différences relatives du flux reconstruit avec les données infinies par rapport au flux de transport pour le cluster U20 U0 U40.

Pour pouvoir tirer des conclusions sur l'impact des gradients de burnup sur des clusters d'UOX, nous avons effectué d'autres calculs sur différents clusters en faisant varier les burnups des différents assemblages entre 0 et 40 GWj/t. Les conclusions suivantes ressortaient de manière assez claire :

- Les erreurs étaient de l'ordre du %, toujours très acceptables, inférieures en valeur absolue à 1% dans le groupe rapide et à 2.5% dans le groupe thermique.
 - Nous avions toujours une surestimation de la reconstruction pour les burnups les plus élevés et une sous-estimation pour les burnups les plus faibles dans le cluster.

Nous pouvons donc supposer que dans un cœur composé uniquement d'UOX, la RFP sur les assemblages avec un burnup inférieur au burnup moyen global du cœur serait sous-estimée. Le point chaud le serait donc sûrement aussi mais cela dépend évidemment du plan de chargement initial du cœur.

Ces sous et surestimations en fonction des différences de burnups peuvent s'expliquer de la manière suivante. En transport, le calcul étant suffisamment discréte et précis, l'environnement d'un assemblage ne joue que sur les premières rangées de celui-ci, les crayons composant l'intérieur de l'assemblage pourraient quasiment être considérés en milieu infini. Par contre, pour le calcul de diffusion, les sections efficaces étant homogénéisées sur l'assemblage, les assemblages environnants influent sur le flux de diffusion de l'ensemble de l'assemblage et l'intérieur de l'assemblage ne peut être considéré proche du milieu infini. Le flux de diffusion trouvé à l'intérieur d'un assemblage sera donc légèrement plus élevé si les assemblages environnants sont en moyenne plus

jeunes par rapport au flux de diffusion que nous aurions eu avec cet assemblage en milieu infini. Cela explique la surestimation du flux reconstruit résultant. De même, un assemblage jeune par rapport à son environnement aura un flux de diffusion plus faible que celui obtenu en milieu infini et sa reconstruction sera sous-estimée à l'intérieur de ce dernier.

Impact des interfaces MOX/UOX

Dans un deuxième temps nous étudions l'impact des interfaces hétérogènes de type MOX/UOX. Nous utilisons donc un cluster de type MUU, un MOX au centre entouré d'UOX, les neufs assemblages étant tous pris au même burnup. Pour les résultats présentés dans cette section, nous avons pris un burnup de 20 GWj/t pour l'ensemble du cluster. Ces résultats sont présentés à la figure 6.3.

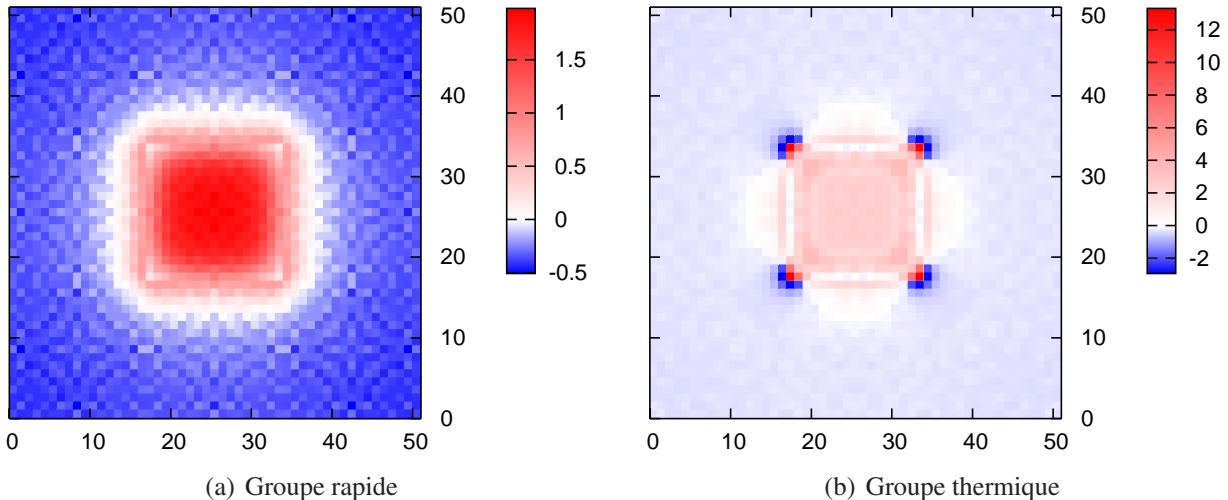


Figure 6.3 Différences relatives du flux reconstruit avec les données infinies par rapport au flux de transport pour le cluster M20 U20 U20.

Nous pouvons voir que les erreurs dans le groupe rapide sont acceptables, puisqu'on a moins de 2% sur le MOX central et que les UOX environnants sont bons à -0.5%. Par contre, dans le groupe thermique, les résultats sont moins bons dans l'ensemble, principalement dû aux crayons de coin des assemblages. En effet, le MOX central est en moyenne surestimé de 3.5% mais ses crayons de coin sont surestimés de 13% et ceux juste à coté de 8%. Le reste des crayons de la frontière sont quant à eux très bien estimés, à moins de 0.5%. Pour les UOX environnantes, ils sont en moyenne très bien estimés, l'erreur étant de -0.5%, mais leurs crayons dans les coins proches du MOX central ont une erreur plus élevée de -2.5% pour les UOX en face et -1.5% pour les UOX en coin. Le reste des crayons de la frontière des UOX de face sont quant à eux légèrement surestimés à 2.5%.

Des calculs sur des clusters identiques avec un burnup différent donneraient le même genre de résultat. Les flux sur les UOX sont dans l'ensemble bien reconstruits, celui sur le MOX dans le groupe thermique est par contre en moyenne surestimé de 3 à 4% et de 10 à 15% environ dans les coins.

Nous pouvons donc dire que les interfaces MOX/UOX ont un impact plus fort que les gradients de burnup, puisque certaines erreurs sont loin d'être acceptables, et que l'erreur moyenne du MOX central dans le groupe thermique peut atteindre 4% dans certains cas. De plus la reconstruction sur ce groupe est la plus importante car nous avons affaire à des REP qui sont des réacteurs thermiques. D'autre part, pour un burnup donné, les assemblages de MOX sont toujours surestimés et les assemblages d'UOX toujours sous-estimés loin des interfaces.

Ce phénomène peut s'expliquer de la même manière que les erreurs dues aux gradients de burnup. En effet, pour le calcul référence en transport, nous pouvons toujours considérer que les crayons à l'intérieur des assemblages sont proches du milieu infini tandis qu'en diffusion homogène ce n'est plus le cas. Les assemblages de MOX possédant une section homogénéisée d'absorption plus élevée que celle des UOX, à cause des isotopes du plutonium présentant des sections efficaces élevées, ils auront tendance à être plus nourris en neutrons en présence d'UOX environnantes que s'ils étaient en milieu infini. Leurs flux de diffusion résultants seront donc légèrement plus élevés, expliquant la surestimation moyenne sur les MOX. Inversement les UOX auront tendance à être appauvris en neutrons par les MOX environnantes par rapport aux UOX en milieu infini, impliquant que les flux de diffusion dans ces UOX seront plus faibles qu'en milieu infini, générant la sous-estimation sur les UOX.

Pour les grosses différences sur les rangées-frontières, il faut examiner le flux de structure fine de plus près. En effet à cause du zonage des enrichissements, la présence des crayons de faible teneur sur le bord implique que le calcul en milieu périodique et infini mène à un flux de diffusion qui n'est pas plat. Une composante courbe due à ces crayons apparait donc dans le flux de structure fine, comme nous le montrons dans l'annexe A.

Au final l'erreur moyenne de 3.5% sur le MOX est plutôt due aux sections efficaces prises du milieu infini qui ne correspondent pas exactement au calcul du regroupement et les erreurs sur les frontières au flux de structure fine courbé. Nous avons effectué en annexe A un calcul hybride sur un cluster MUU à 20GWj/t où nous utilisons la bibliothèque environnée pour le calcul de diffusion et le flux de structure fine infini pour voir l'impact sur l'erreur moyenne du MOX et celle résultante du flux microscopique non plat. On peut clairement y voir qu'avec les bonnes sections

efficaces prenant en compte l'environnement, l'erreur moyenne de la reconstruction est meilleure sur le groupe thermique et que le flux de strucutre fine n'est pas plat.

D'autre part, certains des MOX présents dans le plan de chargement possèdent également des MOX dans certains de leurs coins. Il faut donc étudier les reconstructions de flux sur un MOX entouré d'UOX en face et de MOX dans les coins. Nous utilisons donc un cluster de type MUM où tous les assemblages sont dans un premier temps au même burnup. Nous prenons encore un burnup de 20 GWj/t pour les résultats dans cette section que nous présentons à la figure 6.4.

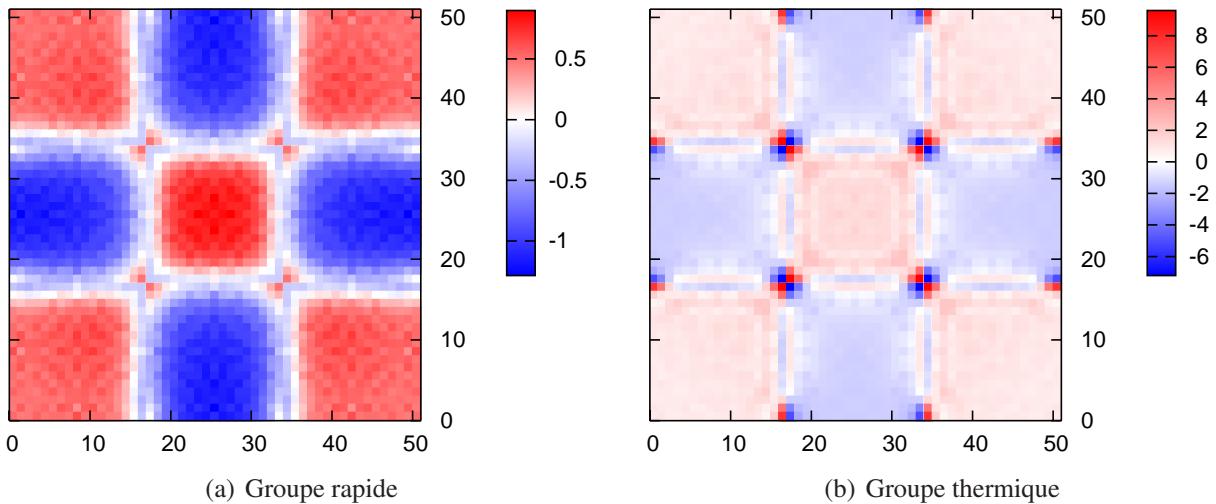


Figure 6.4 Différences relatives du flux reconstruit avec les données infinies par rapport au flux de transport pour le cluster M20 U20 M20.

Nous pouvons voir dans ce cas que les erreurs sont globalement du même ordre de grandeur pour le groupe rapide, de l'ordre du %, mais qu'elles ont baissées d'1% sur tout le cluster. Dans le groupe thermique, les erreurs moyennes baissent également de 1 à 1.5% passant à 2.5% sur le MOX central, ainsi que les erreurs sur les coins de MOX qui passent à 9% tandis que celles des coins d'UOX atteignent quasiment -7%. Le reste des frontières est bien traité dans l'ensemble.

Les erreurs moyennes baissent sur le MOX central car son environnement ressemble un peu plus au milieu infini qu'il avait lors de la création de sa bibliothèque. En effet, il est entouré de quatre MOX sur huit, bien que ce ne soit que les assemblages de coin qui sont moins influents que les assemblages de face. Les erreurs moyennes sur les MOX en coin sont plus faibles, car ils sont entourés de 3 autres MOX, du fait des réflections aux bords du cluster.

Cas cumulé des interfaces MOX/UOX et des gradients de burnup

Nous utilisons dans ce cas là, un cluster de type MUU où les burnups de chaque assemblage diffèrent. Dans les résultats que nous présentons à la figure 6.5, nous avons pris un burnup de 20 GWj/t pour le MOX central, 0 GWj/t pour les UOX de face et 40 GWj/t pour les UOX de coin.

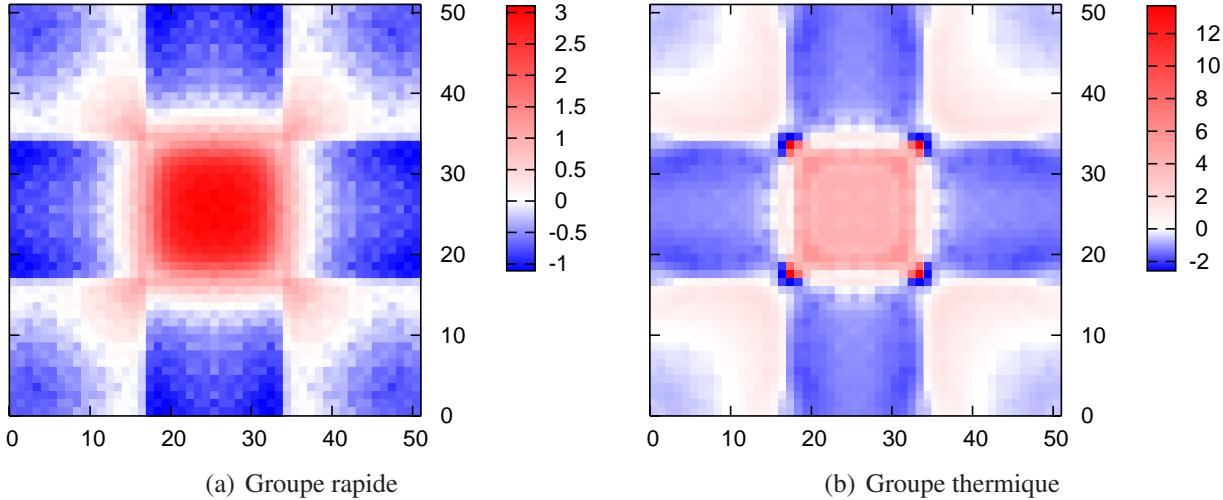


Figure 6.5 Différences relatives du flux reconstruit avec les données infinies par rapport au flux de transport pour le cluster M20 U0 U40.

Nous pouvons voir que les erreurs se cumulent. En effet si nous ajoutons les erreurs présentées à la figure 6.2 dues au gradients de burnup avec celles de la figure 6.3 dues aux interfaces MOX/UOX, nous retrouvons à peu près celles de la figure 6.5. Par exemple, dans le groupe rapide, nous avons une erreur de +3% sur le MOX central qui correspond approximativement à une contribution de +1.8% due aux effets de l'interface hétérogène et +1% dû à la différence de burnup.

Nous avons calculé ces erreurs sur différents clusters où nous avons fait varier les burnups des assemblages. Nous pouvons en déduire que, comme pour le cas précédent des clusters MUU ou MUM où nous ne prenions en compte que l'interface hétérogène, certaines erreurs sont très élevées et peu acceptables sur quelques crayons. En effet dans le groupe thermique, l'erreur moyenne sur le MOX central vaut environ +4% pour les clusters MUU et +3% pour les MUM. Les erreurs sur les crayons en coin de ces assemblages varient, en fonction des différents burnups, de +10 à +15% pour les MUU et de +8 à +12% pour les MUM. Pour l'UOX en face du ou des MOX, l'erreur est acceptable puisque qu'elle ne dépasse pas 2% excepté pour les crayons de coins où l'erreur peut atteindre -6% voire -7%.

Nous allons donc examiner dans la partie suivante si nous pouvons valider notre méthode de reconstruction environnée et si cette dernière nous permet d'améliorer nos résultats en utilisant nos bibliothèques environnées.

Reconstructions avec les données environnées de la méthode "simple"

Nous étudions dans un premier temps les clusters de type MUU, où les burnups des assemblages peuvent varier, pour étudier les erreurs sur les interfaces de type MOX/UOX. Tout d'abord nous regardons le cluster MUU où tous les assemblages sont à 20 GWj/t, pour évaluer les différences dues au changement de bibliothèque pour le MOX central sans avoir les effets dus aux différences de burnup. Les résultats de ce cluster sont présentés à la figure 6.6 et sont à comparer à la figure 6.3 correspondant au cas de la reconstruction du schéma classique.

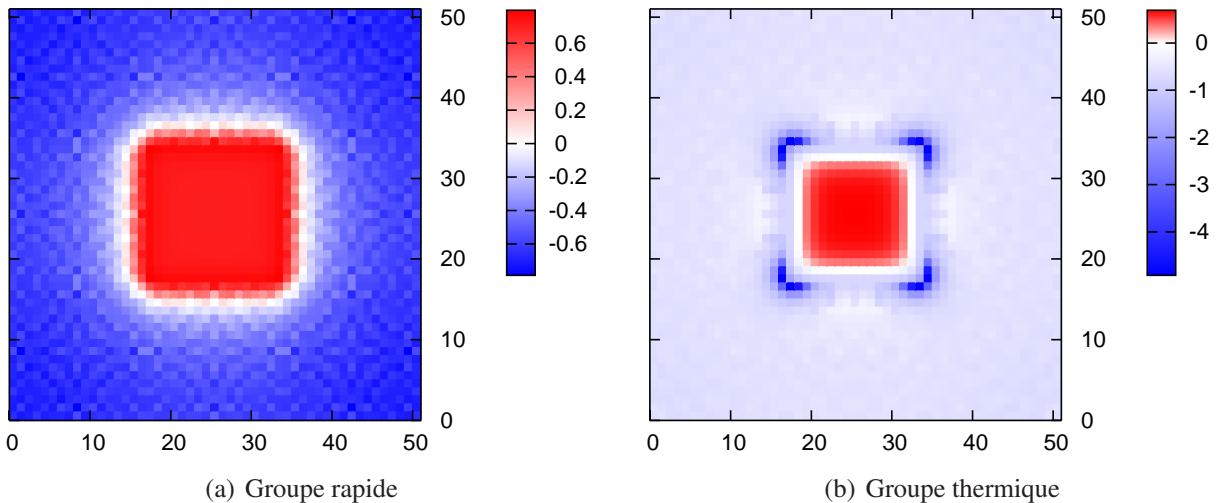


Figure 6.6 Différences relatives du flux reconstruit avec les données environnées de la méthode "simple" par rapport au flux de transport pour le cluster M20 U20 U20.

Nous pouvons voir que les estimations sur le MOX sont meilleures dans les deux groupes puisque nous passons de +1.8% à +0.7% en moyenne dans le groupe rapide et de +3% à +0.5% dans le groupe thermique. La différence notable se joue sur les crayons de coin du MOX qui sont très bien reconstruits dans le cas environné. Au niveau des UOX environnantes, les flux sont pour leur part légèrement moins bien reconstruits. Les erreurs moyennes passent de -0.5 à -0.8% dans les deux groupes mais surtout l'erreur sur les crayons de coins dans le groupe thermique est deux fois plus grande. Elle passe de -2.5% à environ -5%.

Nous avons ensuite fait varier le burnup de l’assemblage central en conservant un environnement de 20 GWj/t et comparé les résultats aux cas des reconstructions du schéma classique pour étudier l’influence de la bibliothèque environnée avant de considérer des différences de burnup entre l’environnement utilisé dans notre création de bibliothèque et l’environnement du cluster étudié. Dans tous les cas, les résultats étaient du même ordre de grandeur que ceux présentés à la figure 6.6. Le MOX central était toujours moins surestimé que dans le cas infini et les crayons de coin étaient très bien reconstruits. Les UOX étaient pour leur part toujours légèrement plus sous-estimés et leur coins étaient à environ -5% au lieu de -2.5%.

Nous pouvons donc tirer la conclusion suivante : le MOX environné induit un flux de diffusion légèrement plus faible dans les deux groupes sur les UOX, car le flux de structure fine est le même pour ces derniers. Au niveau du MOX central, le flux de diffusion est également plus faible au contraire du flux de structure fine comme nous le montrons grâce au cas hybride de l’annexe A résultant à une surestimation moins importante. Pour savoir pourquoi le MOX environné induit un flux de diffusion plus faible dans le cluster, il faut regarder ses sections efficaces et les comparer à celles du MOX infini. En effet les sections efficaces utilisées dans notre cas correspondent à un environnement d’UOX à 20GWj/t ce qui n’est pas le cas pour le schéma infini, le MOX environné présentera des taux de réaction plus élevés. Par conservation des taux de réaction sur le cluster entier, il faut que les taux dans les UOX soient plus faibles que les taux en milieu infini, entraînant un flux plus faible vu que les sections sont les mêmes dans les deux cas.

Toutefois ces résultats seuls ne nous permettent pas de valider notre méthode de reconstruction environnée car l’environnement utilisé dans ce cas là est le même que celui utilisé pour la création de nos bibliothèques environnées et certaines erreurs dues à un environnement différent d’UOX à 20 GWj/t n’apparaîtraient pas ici. Nous avons donc fait varier les burnups de l’environnement pour voir si les erreurs étaient toujours du même ordre de grandeur et ainsi valider notre méthode.

Les résultats présentés à la figure 6.7 correspondent au cluster où l’assemblage central possède un burnup de 20 GWj/t, les UOX de face un burnup de 0 GWj/t et les UOX de coin un burnup de 40 GWj/t. Ces cartes sont à comparer avec celles de la figure 6.5 où la reconstruction correspond au cluster identique avec les bibliothèques infinies.

Nous pouvons voir que la reconstruction est dans l’ensemble meilleure surtout sur le groupe thermique, qui est le groupe le plus important. En effet dans le groupe rapide, l’erreur passe de 3% à 1.7% sur le MOX tandis que sur les UOX, l’erreur augmente de 0.3%. Dans le groupe thermique, l’erreur moyenne passe d’environ 4.5% à 2.5% sur le MOX tandis que sur les UOX, l’erreur est

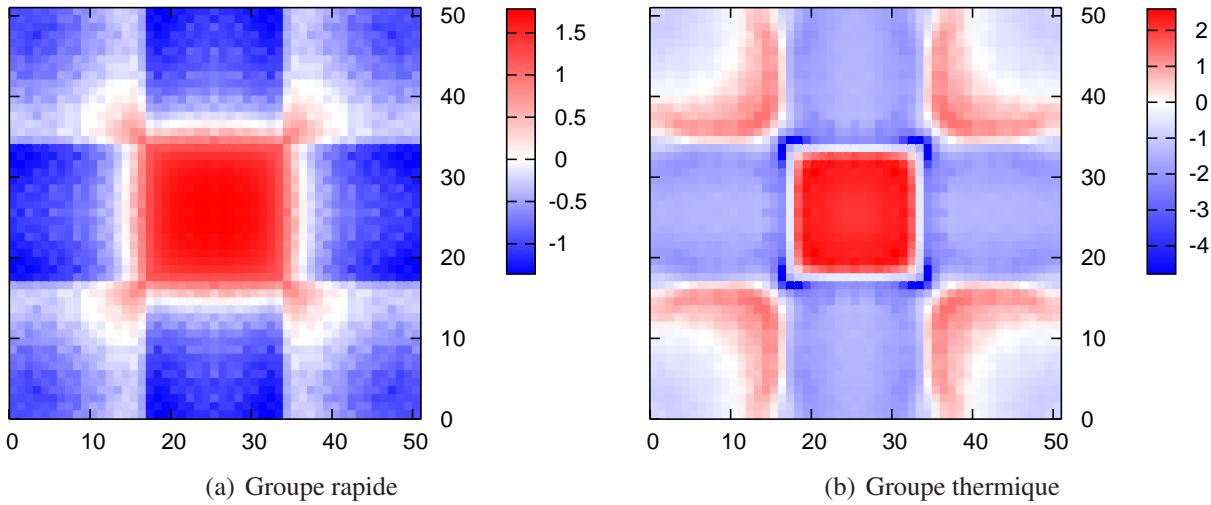


Figure 6.7 Différences relatives du flux reconstruit avec les données environnées de la méthode "simple" par rapport au flux de transport pour le cluster M20 U0 U40.

sensiblement la même à 0.5% près. De plus les angles du MOX central sont dans ce cas très bien reconstruits. Seuls les angles des UOX sont dégradés car l'erreur passe de -2.2% à -4.6%.

Nous pouvons également remarquer que les erreurs dues aux différences de burnup et celles dues aux interfaces MOX/UOX se cumulent comme dans le cas infini. En superposant les cartes des figures 6.6 et 6.2, nous obtenons des erreurs proches de celles de la figure 6.7. Nous pouvons donc supposer que les autres configurations de cluster MUU seront bonnes, les différences de burnup n’induisant pas d’erreurs majeures.

Nous avons donc fait varier les burnups des différents assemblages du cluster. Dans chaque cas, les erreurs sont du même ordre de grandeur que celles de la figure précédente et sont très acceptables. Les erreurs varient en fonction du type et des burnups comme nous l'avons vu précédemment, i.e. les assemblages de MOX sont surestimés et ceux d'UOX sous-estimés, un burnup plus jeune entraînant une sous-estimation supplémentaire et un burnup plus vieux une surestimation supplémentaire. Toutefois l'erreur de sous-estimation sur les UOX est légèrement plus grande que dans le cas infini. En effet comme nous l'avons dit précédemment, les flux de diffusion présents dans les UOX induit par les MOX environnés sont plus faibles. La reconstruction sur les UOX, où le flux microscopique est le même dans les deux cas, sera donc plus faible également.

Tous ces cas valident donc notre méthode de reconstruction des flux dans le cas des bibliothèques environnées, montrant bien que les flux microscopiques calculés pour la bibliothèque du MOX

environné sont suffisamment déconvolus et ne tiennent plus compte de l'environnement. Il nous faut toutefois regarder comment se comporte notre bibliothèque dans les cas où les MOX possèdent un autre MOX en coin, comme c'est le cas dans notre plan de chargement. Nous devons également regarder le cas des interfaces MOX/MOX pour savoir si cette méthode est généralisable à d'autres plans de chargement où des interfaces de ce type seraient présentes.

Nous étudions donc, dans un deuxième temps, les clusters MUM. Nous présentons tout d'abord les erreurs sur le cluster où tous les assemblages sont à 20 GWj/t. Les cartes correspondantes sont présentées à la figure 6.8.

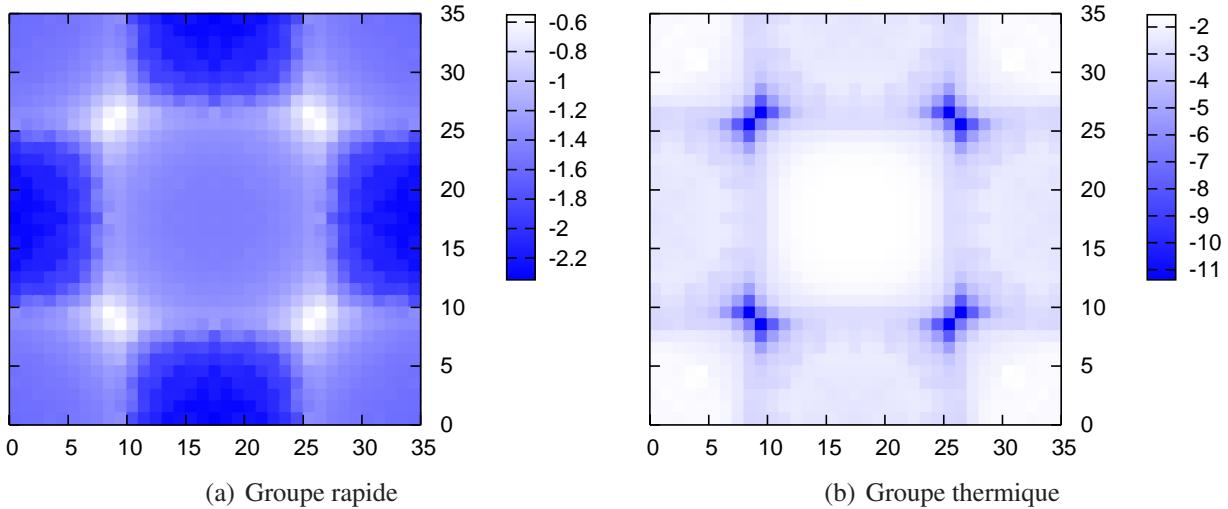


Figure 6.8 Différences relatives du flux reconstruit avec les données environnées de la méthode "simple" par rapport au flux de transport pour le cluster M20 U20 M20.

Nous pouvons voir que les erreurs moyennes sont très élevée et négatives. Nous n'avons pas présenté le cluster en entier mais seulement l'assemblage central entouré de la moitié de l'environnement car les erreurs sur le bord du cluster étaient plus grandes et compliquaient la lisibilité. De plus ces erreurs ne nous intéressent pas dans ce cas là, car ce sont des interfaces MOX/MOX, du fait de la réflexion speculaire au bord. Nous avons des erreurs respectivement de -1.4 et -1.8% sur les MOX pour les groupes rapide et thermique et -2.3 et -3% pour les UOX. Leurs angles dans le groupe thermique sont à -6% pour les MOX et -11% pour les UOX, ce qui n'est pas très bon.

Nous pouvons toutefois relativiser ces erreurs moyennes car nous avons au final cinq MOX sur les neufs assemblages dans notre cluster, ce qui fait beaucoup baisser le flux de diffusion de chaque groupe comme nous l'avons vu précédemment. Pour bien étudier les angles MUM que nous avons

dans notre cœur, il faudrait étudier un regroupement plus grand où les réreflections seraient sur des UOX. Le flux de diffusion serait ainsi moins réduit dans chaque groupe et les erreurs seraient moins négatives. Ce cas n'est toutefois pas réalisable à cause des temps de calcul trop long sans symétrie.

Nous pouvons donc penser que, dans le cas de notre plan de chargement, les angles concernés de ces MOX seront tout de même bien représentés et l'erreur sera en moyenne inférieure à -1.8%, car il y a peu de MOX environnés.

Nous étudions à présent les interfaces MOX/MOX. L'étude de ces interfaces n'avait pas de sens dans le cas des bibliothèques infinies et revenait simplement à une étude sur l'impact du burnup. Nous présentons donc dans la figure suivante 6.9 les erreurs de la reconstruction sur le cluster de type MMU où les assemblages sont tous pris à 20 GWj/t.

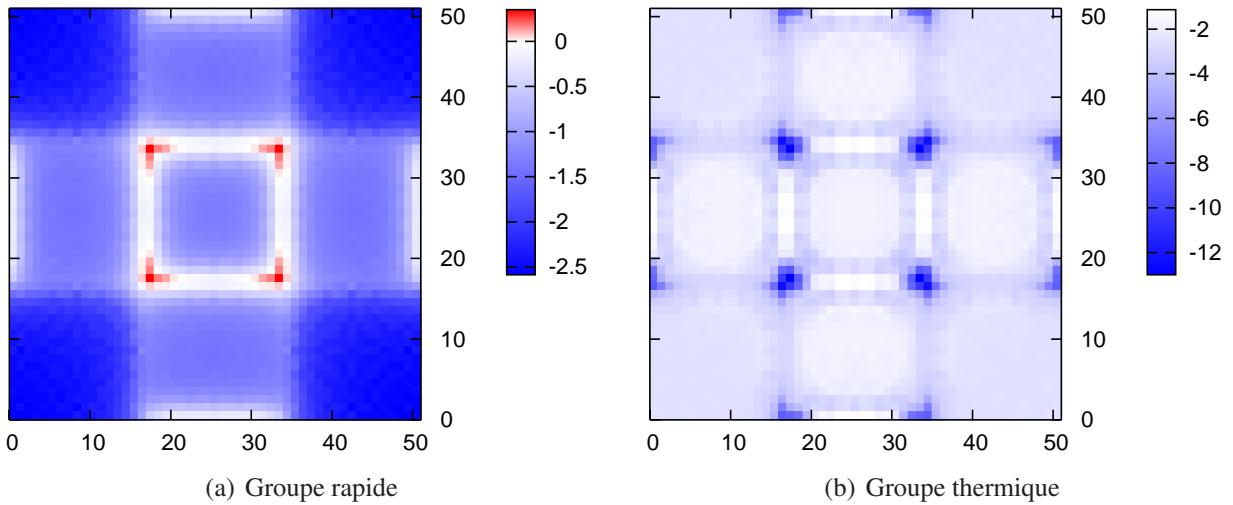


Figure 6.9 Différences relatives du flux reconstruit avec les données environnées de la méthode "simple" par rapport au flux de transport pour le cluster M20 M20 U20.

Comme dans le cas des clusters MUM, les erreurs moyennes sont élevées et négatives. En effet dans ce cas également cinq MOX sont présents sur les neufs assemblages du cluster. En supposant que les erreurs moyennes ne soient pas si importantes dans le cas d'un cœur où le nombre de MOX est faible par rapport au nombre d'UOX, nous pouvons voir que la reconstruction dans le groupe rapide est bonne. Dans le groupe thermique, la reconstruction sur les crayons de coin est mauvaise. L'erreur y est de 13%. Il est logique d'y trouver l'erreur opposée de celle trouvée dans le cas du cluster MUU avec les données infinies. C'est en fait la différence entre les deux reconstructions,

l'une des deux donnant la bonne approximation dans chaque cas.

D'autre part nous pouvons voir que l'erreur sur la frontière du MOX en face est moins élevée. En effet, le MOX central est entouré de quatre MOX en face et de quatre UOX en coin, tandis que celui en face n'est entouré que de deux MOX en face (donc de deux UOX en face) et de deux MOX en coin (donc également de deux UOX en coin). Si nous regardons les erreurs sur la frontière du MOX au bord du cluster, celle-ci correspondra à une interface MOX/MOX entourée de quatre UOX. Nous pouvons supposer que dans un plan de chargement où deux MOX seraient côté à côté, une majorité d'UOX les entoureraient. Ces erreurs correspondraient donc plus à celles que nous aurions lors de la RFP. Dans ce cas, les erreurs sur les crayons de coin sont de -8.5% et celle sur celui d'à côté de -7.5%. Le reste de la frontière est à -1.5%. Les crayons de coins des UOX sont dans ce cas à -8.5%, erreur légèrement plus élevée que dans le cas MUU car il y a deux MOX présents dans ce cas. Nous pouvons donc dire que dans le cas des interfaces MOX/MOX, les résultats de la bibliothèque environnée ne sont pas bons.

Nous pouvons donc conclure que l'utilisation de bibliothèques environnées obtenues avec la méthode "simple" pour la reconstruction fine de puissance améliore sensiblement les résultats sur les MOX et ne dégrade que de peu l'erreur sur les frontières d'UOX en bordure de MOX. De plus le point chaud se trouvant très certainement à l'intérieur d'un MOX, la priorité est de diminuer l'erreur sur le MOX plutôt que celle à la frontière de l'UOX des interfaces MOX/UOX. Toutefois, l'étude des interfaces MOX/MOX montre que cette bibliothèque donne des erreurs peu acceptables dans ce cas. Il faut donc comparer le nombre d'interfaces MOX/MOX au nombre d'interfaces MOX/UOX dans le plan de chargement pour voir si cette bibliothèque est avantageuse pour la RFP du cœur en question. Toutefois si les interfaces MOX/MOX sont entourées d'UOX les erreurs sont plus petites.

Nous présentons dans la partie suivante les résultats des reconstructions sur ces clusters en utilisant les bibliothèques environnées obtenues avec la méthode itérative. Nous comparerons ces résultats à ceux de la méthode "simple" pour estimer la meilleure méthode de déconvolution.

Reconstructions avec les données environnées de la méthode itérative

La méthode itérative proposée converge généralement en une vingtaine d'itérations. Cependant un nombre élevé d'itérations n'est pas très contraignant car les calculs de diffusion sur cluster sont extrêmement rapides.

Nous présentons donc, à la figure 6.10, les résultats de la reconstruction grâce à cette méthode sur le cluster MUU à 20 GWj/t dans un premier temps. Ces résultats sont à comparer à la figure 6.6

de la méthode "simple".

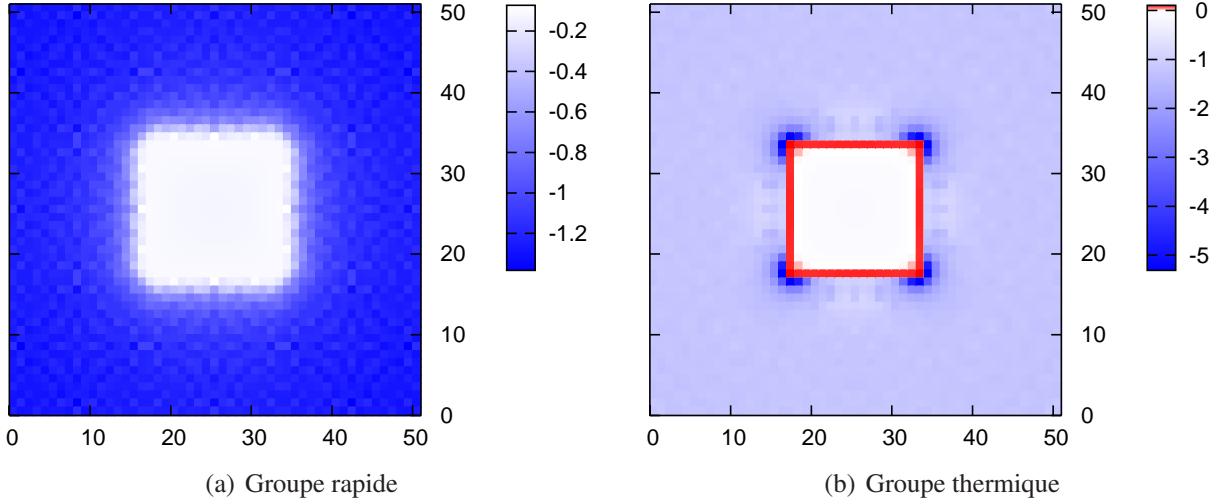


Figure 6.10 Différences relatives du flux reconstruit avec les données environnées de la méthode itérative par rapport au flux de transport pour le cluster M20 U20 U20.

Nous pouvons voir tout d'abord que l'erreur sur le MOX central est quasiment nulle dans les deux groupes. La reconstruction est donc quasi-parfaite sur ce MOX. Bien que les résultats soient très acceptables avec la méthode "simple", nous pouvons dire que la méthode itérative est bien meilleure sur ce cluster en ce qui concerne la reconstruction sur le MOX. Nous devons toutefois le vérifier sur les autres clusters où l'environnement ne sera pas le même que celui utilisé lors de la création de la bibliothèque.

Au niveau des UOX, l'erreur moyenne augmente et passe de -0.7 à -1.3% dans les deux groupes. L'erreur maximale passe de -4.7 à -5.2%. Nous en déduisons que cette méthode induit un flux de diffusion inférieur dans les UOX par rapport à la méthode "simple", qui impliquait déjà un flux de diffusion plus faible que la méthode infinie.

Nous présentons ensuite, à la figure 6.11, les résultats de la reconstruction en prenant en compte des gradients de burnup. Le cluster utilisé est toujours le même : l'assemblage central possède un burnup de 20 GWj/t, les UOX de face un burnup de 0 GWj/t et les UOX de coin un burnup de 40 GWj/t. Ces résultats sont à comparer à ceux de la figure 6.7 obtenus avec la méthode "simple".

A nouveau la reconstruction sur le MOX central avec cette méthode itérative est meilleure puisque l'erreur passe de 1.8 à 0.8% sur le groupe rapide et de 2.5 à 1.7% sur le groupe thermique.

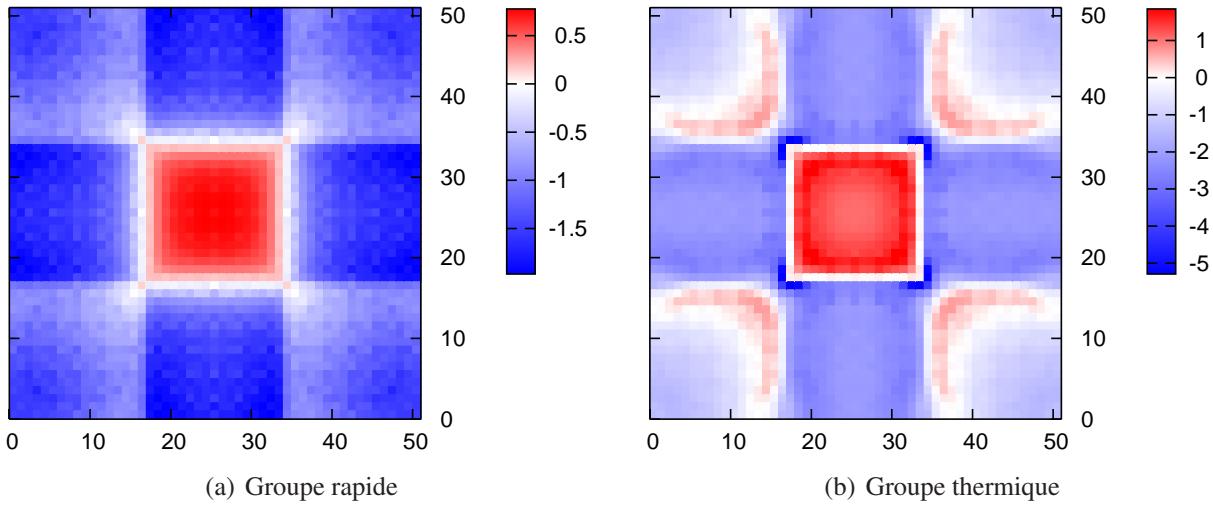


Figure 6.11 Différences relatives du flux reconstruit avec les données environnées de la méthode itérative par rapport au flux de transport pour le cluster M20 U0 U40.

Par contre la reconstruction sur les UOX est légèrement plus dégradée. Les erreurs moyennes et maximales augmentent approximativement de 0.5% dans les deux groupes. Cela confirme la tendance que cette méthode itérative induit un flux de diffusion plus faible dans chaque groupe.

Les résultats présentés dans la figure suivante 6.12 correspondent au cluster MUM à 20 GWj/t, pour évaluer l'impact d'un MOX opposé en coin sur la reconstruction. Cette figure est à comparer à la figure 6.8. Sur cette figure également nous ne présentons pas les erreurs sur le cluster entier mais sur l'assemblage central entouré de la moitié des assemblages environnants. Les erreurs sur les frontières du cluster où se trouvent des interfaces MOX/MOX sont plus élevées et compliquent la lisibilité.

Nous pouvons voir que l'erreur est plus homogène, c'est-à-dire que l'erreur dans les coins est plus proche de l'erreur moyenne sur le MOX central que dans le cas de la méthode "simple". Cependant l'erreur moyenne sur tous les assemblages est clairement plus élevée dans les deux groupes. Elle augmente approximativement de 2.5 à 3%. Cela est logique car cinq MOX sont présents sur les neufs assemblages du cluster et nous avons vu précédemment qu'un MOX impliquait un écart de 0.6% sur les niveaux des flux de diffusion entre les deux méthodes de déconvolution.

Ces erreurs moyennes ne sont pas acceptables car elles sont trop élevées. Elles sont toutefois à relativiser car peu de MOX sont présents dans le plan de chargement. Les flux de diffusion ne seront donc pas autant abaissés et la reconstruction sera meilleure sur tous les assemblages.

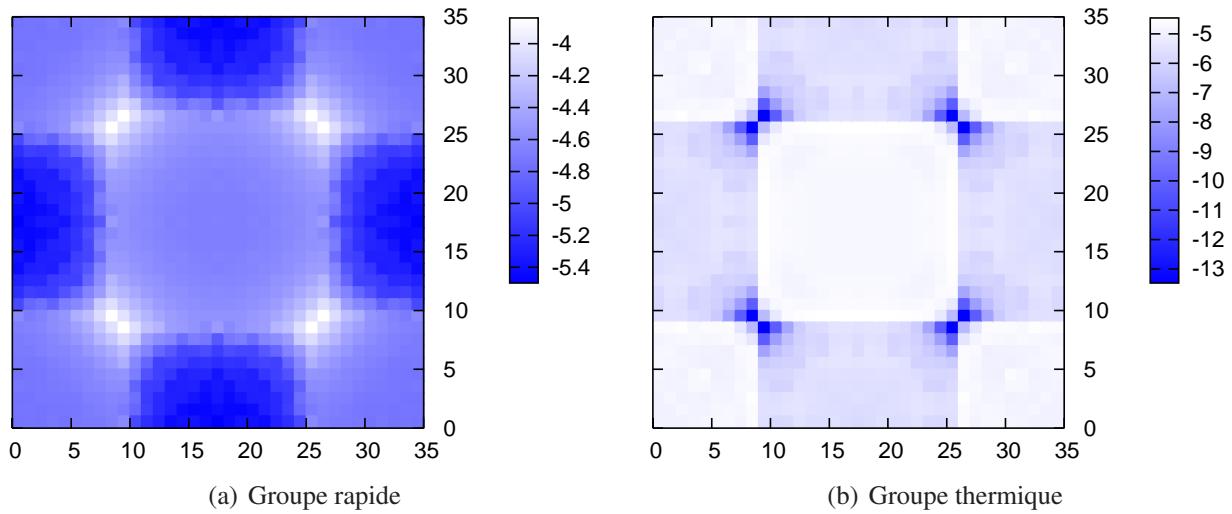


Figure 6.12 Différences relatives du flux reconstruit avec les données environnées de la méthode itérative par rapport au flux de transport pour le cluster M20 U20 M20.

Enfin nous regardons le cas des interfaces MOX/MOX avec cette méthode itérative. Les résultats de la reconstruction sur le cluster de type MMU à 20 GWj/t sont présentés à la figure 6.13. Cette figure est à comparer à la figure 6.9.

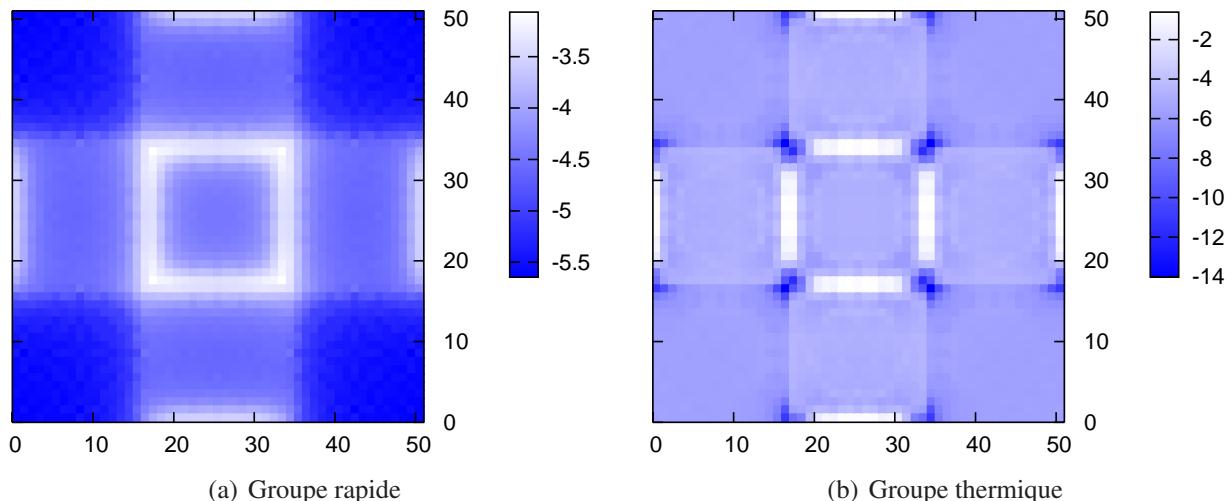


Figure 6.13 Différences relatives du flux reconstruit avec les données environnées de la méthode itérative par rapport au flux de transport pour le cluster M20 M20 U20.

Dans ce cas, les erreurs moyennes sont encore très élevées et négatives. Elles augmentent de 2.5 à 3% par rapport à celles obtenues avec la méthode "simple". Cependant l'erreur est plus homogène ici aussi. Malgré une erreur moyenne plus forte, les erreurs sur les crayons de coin dans le groupe thermique sont du même ordre de grandeur, légèrement meilleures d'ailleurs. Elles valent pour le MOX central -12% contre -13% tandis que celles des frontières MOX/MOX entourées d'UOX sont à -8% contre -8.5% précédemment. Au final seules les erreurs moyennes sont plus élevées, mais ne seront pas aussi fortes lors de la RFP du cœur.

Nous pouvons donc conclure que la méthode de déconvolution itérative est meilleure que la méthode "simple" pour la reconstruction des flux sur les MOX. Par contre la reconstruction sur les UOX environnantes est plus dégradée avec cette méthode. Cependant en conséquence du faible nombre de MOX dans notre plan de chargement, cette méthode est choisie pour les reconstructions sur le cœur entier dans le cas du schéma environné.

Récapitulatif des tendances au niveau des estimations

Au final, nous pouvons estimer quels assemblages seront sous ou surestimés à la suite des reconstructions des flux. D'une manière générale, pour nos deux schémas de calcul, les différences de burnups des assemblages par rapport au burnup global moyen du cœur entraîneront des erreurs de l'ordre du % majorées à 2.5 % si les assemblages sont initialement neufs ou possèdent un burnup initial de 36 GWj/t.

D'autre part, les MOX seront en moyenne, dans le cas de la reconstruction pour le schéma classique, surestimés de 2 et 3.5% dans les groupes rapide et thermique avant de prendre l'impact des gradients de burnup en compte. Les crayons dans leurs coins seront surestimés de 14% ou de 9% en fonction de l'assemblage présent dans le coin.

Dans le cas de la reconstruction pour le schéma environné, les MOX seront en moyenne beaucoup mieux traités quelle que soit la méthode utilisée, les erreurs sur le MOX dues aux gradients de burnup étant plus élevées que celles dues aux interfaces MOX/UOX. Par contre les frontières des UOX en bordure de ces MOX seront légèrement dégradées, d'autant plus si nous utilisons la méthode itérative.

Nous pouvons donc désormais passer à la reconstruction de la puissance sur un cœur entier.

6.4 Reconstruction sur le cœur

Dans cette partie, nous allons tout d'abord créer nos nappes de puissance avec la RFP et localiser le point chaud. Dans un deuxième temps, nous allons refaire les comparaisons entre les puissances reconstruites de nos deux schémas afin d'évaluer l'impact de l'environnement de manière plus fine. Les résultats seront également comparés à ceux présentés dans la section 5.3.2.

Nous précisons que les données environnées utilisées dans toute cette partie sont celles obtenues grâce à la méthode itérative.

6.4.1 Détermination du point chaud

Nous présentons à la figure 6.14 les puissances initiales sans RFP (6.14(a)) et reconstruite (6.14(b)) dans le cas du schéma environné, sur le zoom utilisé précédemment. Nous pouvons voir que le point chaud se situe bien à l'intérieur du MOX et non dans l'angle qui est un crayon de faible teneur. Ce dernier se situe sur un crayon de forte teneur du MOX, à la fois proche du bord où il est plus nourri par l'environnement, proche du centre du cœur où les flux sont les plus importants et proche d'un trou d'eau. Il se trouve donc sur la deuxième rangée en diagonale d'un trou d'eau, ceux en face étant de teneur plus faible et proche de l'angle tourné vers le centre.

Il se trouve également à la même position à la fin de la longueur de campagne. Nous en déduisons que ce crayon reste très certainement le point chaud tout au long du cycle. La reconstruction dans le cas du schéma infini nous donne également la même localisation du facteur de point que ce soit intialement ou en fin du cycle.

Nous pouvons aussi estimer que, comme nous avons affaire à un MOX d'une part, à 24 GWj/t d'autre part (burnup légèrement supérieur à la moyenne du cœur) la valeur donnée par la RFP sera trop élevée de 1 à 2% environ. Nous pouvons revoir les cartes 6.2 et 6.10 pour voir approximativement les ordres de grandeur des erreurs à cumuler pour les flux de chaque groupe. Au final l'erreur sur le flux thermique compte pour 2/3 environ.

Dans le cas du schéma infini, cette valeur serait plutôt surestimée de 3 à 5%, à cause principalement de la surestimation due à l'interface MOX/UOX du flux thermique (cf. cartes 6.2 et 6.3).

Nous pouvons désormais faire les comparaisons entre les puissances reconstruites de nos deux schémas pour évaluer l'impact de l'environnement de manière plus fine qu'au chapitre précédent.

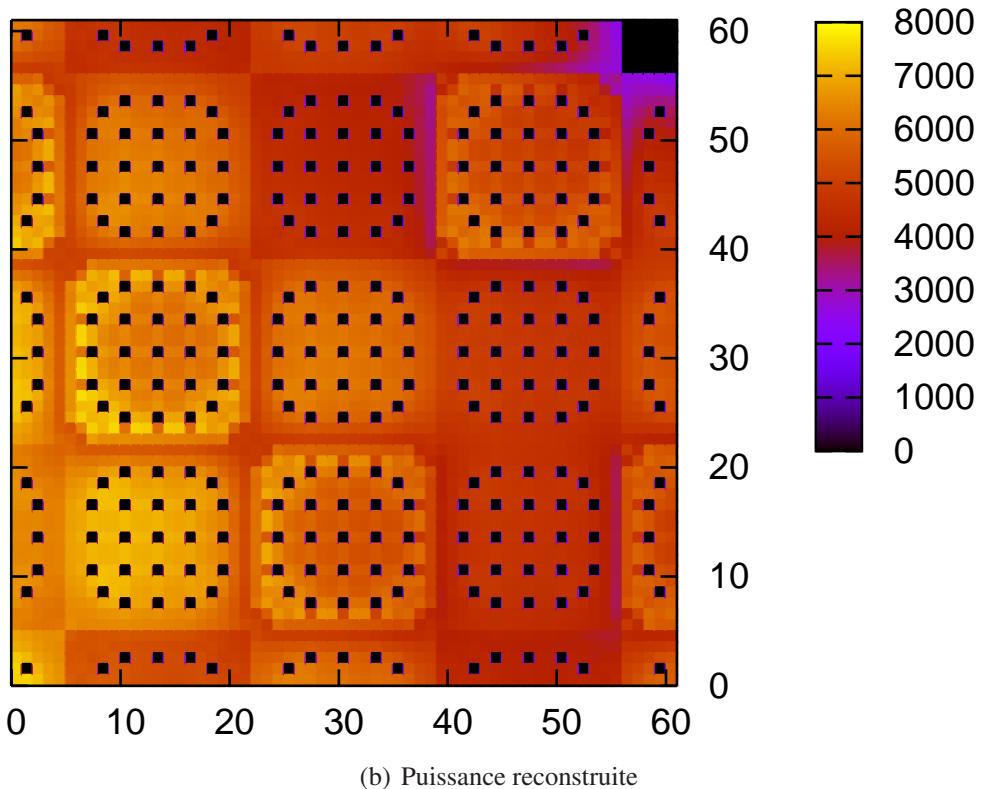
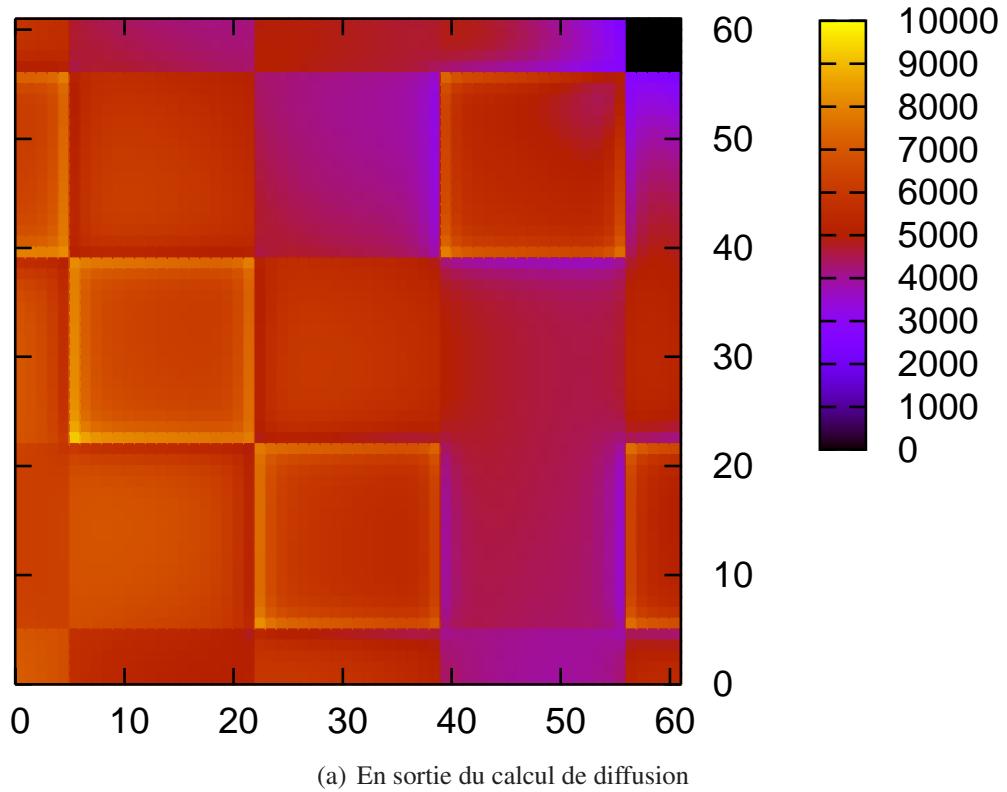


Figure 6.14 Puissances initiales sans RFP (a) et reconstruite (b) pour le schéma environné, sur le zoom utilisé précédemment.

6.4.2 Impact de l'environnement

Nous comparons ici les puissances reconstruites obtenues avec nos deux schémas. Comme dans la section 5.3.2, la puissance reconstruite infinie est prise comme référence pour calculer les différences. Cela facilitera également les comparaisons avec les cartes obtenues à la fin du chapitre 5. Ces différences, données en %, seront donc positives si la puissance reconstruite environnée est supérieure et inversement. La formule utilisée pour les calculer est simplement :

$$\Delta(\%) = \frac{(P_{RFP}(Env) - P_{RFP}(Inf)) \cdot 100}{P_{RFP}(Inf)}$$

La comparaison des puissances initiales reconstruites est présentée à la figure 6.15. Nous pouvons voir celle effectuée en fin de cycle à la figure 6.16. Ces dernières sont à comparer respectivement aux figures 5.6 et 5.9 dans lesquelles les comparaisons sont effectuées avec les puissances de sortie DONJON, sans RFP.

Nous pouvons voir qu'à cause des fortes différences sur les frontières des MOX, ces cartes sont beaucoup moins lisibles. Nous retrouvons cependant dans les deux cas (de manière moins prononcée à cause de l'échelle) les trois zones que nous avions précédemment. Celle négative prenant les MOX proches du centre est un peu élargie ici à cause des surestimations différentes de chaque schéma. Les justifications sur le signe de la différence dans les assemblages n'ont donc pas changé. Cependant nous pouvons observer que les différences centrales sans RFP sur les MOX et celles obtenues ici sont distinctes. Cela ne contredit pas notre analyse de la section 5.3.2 mais vient des surestimations des flux (thermique principalement) qui sont différentes pour nos schémas dans le cas des interfaces MOX/UOX, comme nous l'avons vu aux figures 6.3 et 6.10. Les différences dues aux gradients de burnup n'apparaissent pas non plus ici. En effet, en oubliant donc l'erreur due aux burnups, la puissance reconstruite sur un MOX est surestimée de 3 à 4% environ dans le cas du schéma infini tandis que celle dans le cas du schéma environné est quasi-parfaite. Il faut donc rajouter une différence moyenne de +3 à +4% environ sur les MOX pour avoir la différence réelle. Nous obtenons ainsi les mêmes tendances que nous avions observées à la fin du chapitre 5.

Au niveau des UOX, les reconstructions dans le cas environné sont sous-estimées de 1% environ (32 MOX sur 157 assemblages équivaut à un ratio 1.8 MOX dans un cluster). Cela explique que la zone négative en bleu sur les graphes soit élargie ici. Il faudrait donc rajouter +1% sur tous les UOX. Cela réduirait cette zone négative sur les graphes 6.15 et 6.16. Les différences présentées ici seraient ainsi proches de celles obtenues à la section 5.3.2 (en dehors des trous d'eau, où elles sont logiquement nulles). Cela est logique car les bibliothèques des UOX étant les mêmes pour les deux schémas, nous avons les mêmes coefficients homogénéisés H-FACTORS dans un cas, et les

mêmes flux de structure fine et coefficients H-FACTORS par crayon dans l'autre. De plus les flux de diffusion sont proportionnels dans les deux cas, et seraient mêmes identiques si on avait utilisé les bibliothèques de la RFP pour obtenir les cartes de la section 5.3.2. Seul un changement de rapport entre le produit du flux de structure fine par le coefficient H-FACTORS des deux groupes entraînerait une modification de la différence entre les puissances dans certains crayons.

Ces comparaisons avec les puissances reconstruites nous permettent surtout de montrer l'impact de la prise en compte de l'environnement sur les puissances dégagées par les crayons dans les rangées aux bords. Ce sont finalement principalement ces rangées qui subissent les effets de l'environnement.

Les différences obtenues dans les crayons de coin en fonction du burnup des MOX de nos schémas simplifiés, sont présentées dans le tableau 6.1. Au vu des surestimations sur la reconstruction des flux (cf. 6.3 et 6.10), nous devons enlever approximativement 13~14% à ces différences obtenues pour estimer les valeurs que donneraient les calculs de transport avec les mêmes paramètres. On estime que la puissance initiale environnée est ainsi 4 à 5% supérieure à celle infinie. Cela correspond également à la différence sur les autres crayons des frontières où l'erreur sur les flux reconstruits est beaucoup plus petite, voire quasiment nulle. On peut donc considérer qu'on est proche de la bonne estimation en retirant les 13%.

Burnup des MOX (GWj/t)	0	12	24	36
Différence obtenue	-9	-15	-20	-23
Différence estimée	+4	-2	-7	-10

Tableau 6.1 Différences en % dans les coins des MOX selon le cœur simplifié utilisé.

Nous pouvons remarquer sur ce tableau, que la différence estimée est positive initialement mais décroît en fonction du burnup. Il est logique que cette dernière soit positive sur la frontière des MOX neufs car nous avons pris en compte que les crayons environnés subissent plus de fissions et dégagent ainsi plus de puissance. Les crayons des frontières se consomment plus rapidement dans le cas environné. Ils seront donc plus usés et dégageront une puissance de plus en plus faible relativement au schéma infini.

Au niveau du point chaud, que nous avons localisé grâce à la figure 6.14, la différence relative est plus faible car nous sommes à l'intérieur du MOX. En début de cycle nous pouvons voir sur la figure 6.15(b) que la différence relative est de -2.8%. En fin de cycle celle-ci diminue et vaut

-1.2% comme le montre la figure 6.16(b). Il est logique de trouver une différence relative sur le point chaud entre 2 et 3% initialement, car nous avons estimé à la fin de la partie 6.4.1 que celui-ci serait surestimé de 1 à 2% dans le cas environné et de 3 à 5% dans le cas infini.

Au final, bien que la reconstruction des flux dans le cas du schéma infini donne des erreurs assez élevées sur certains crayons de coin, la RFP sur ce schéma localise correctement le point chaud. Au niveau de sa valeur, celle-ci est plus éloignée (+3 à 5%) que celle donnée par la RFP environnée (+1 à 2%) par rapport à celle que donnerait un calcul de transport équivalent, mais nous pouvons estimer l'erreur commise. Le choix du schéma dépend donc de la précision souhaitée sur ce point chaud ainsi que des différents compromis acceptés du fait que les calculs des bibliothèques environnées sont plus contraignants.

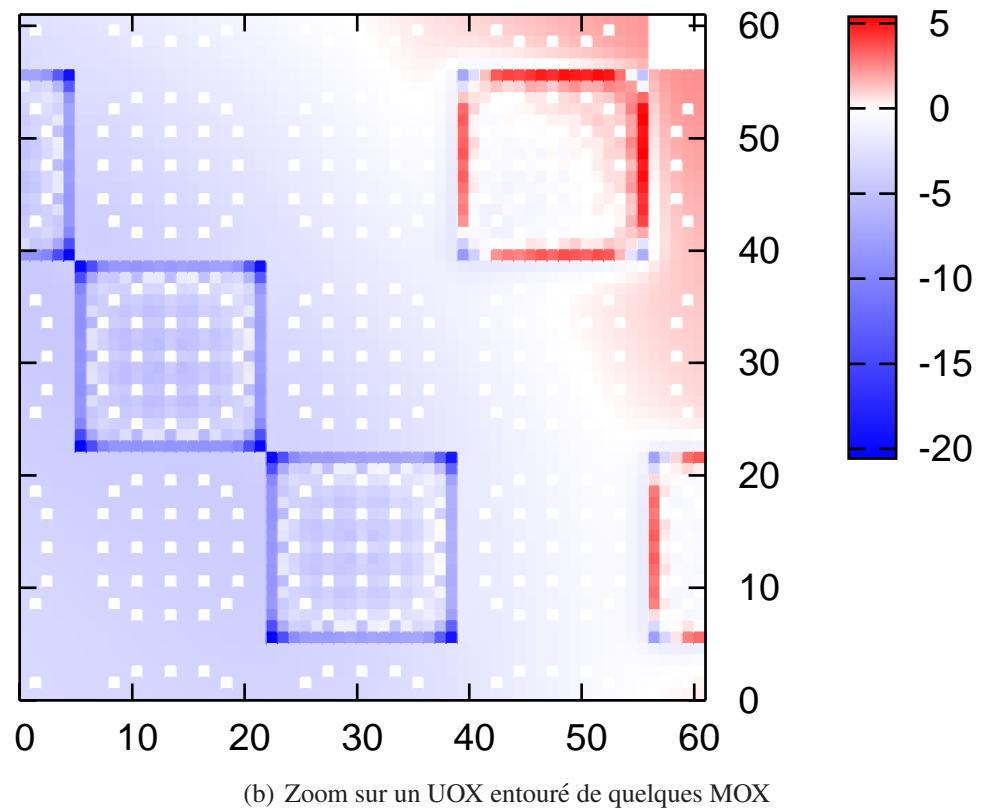
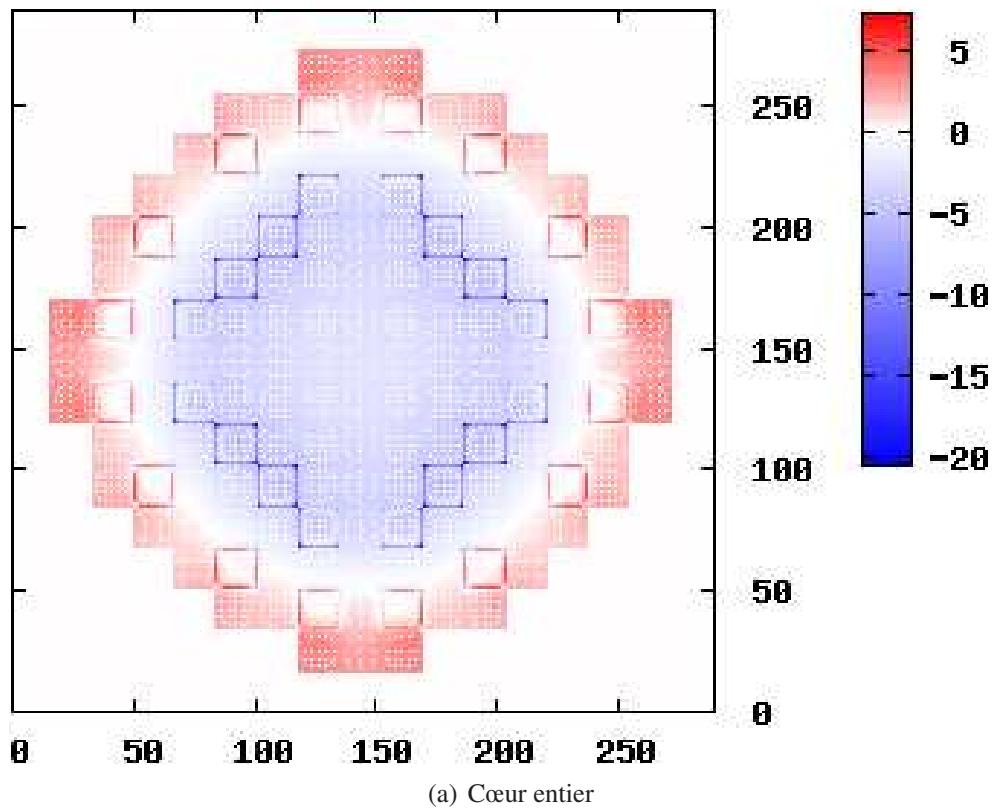


Figure 6.15 Comparaison en % des puissances reconstruites entre les deux schémas de calcul en début de cycle.

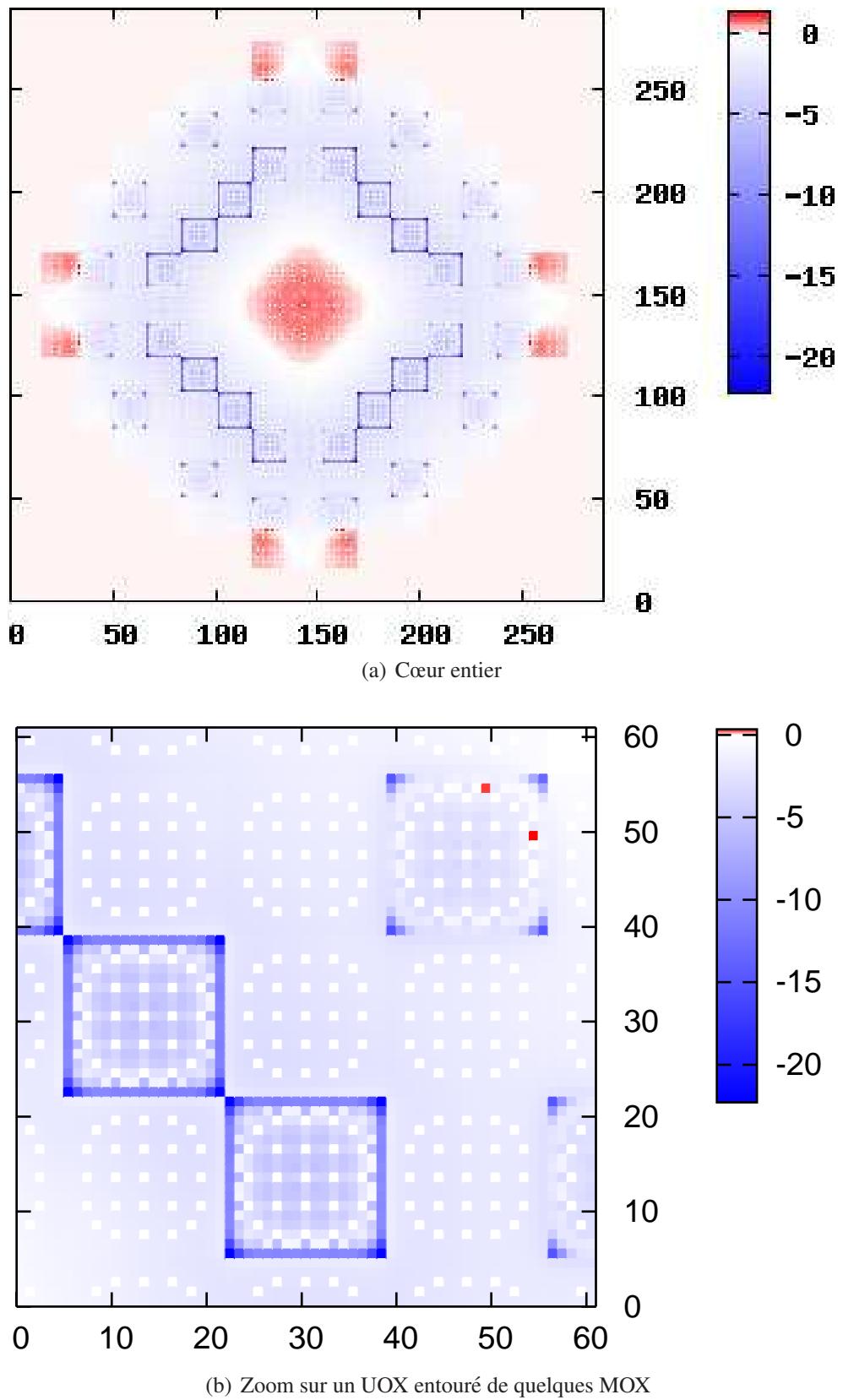


Figure 6.16 Comparaison en % des puissances reconstruites entre les deux schémas de calcul en fin de cycle.

CHAPITRE 7

CONCLUSION

Synthèse des travaux

A partir d'un schéma de calcul environné mis en place, nous avons pu évaluer l'ordre de grandeur de l'impact de l'environnement hétérogène sur un calcul de cœur entier. Dans un premier temps son influence sur des données globales de ce dernier telles la longueur de campagne ou la puissance moyenne des assemblages a été calculée. Le schéma classique à deux étapes ne donnant pas des informations suffisamment précises au niveau des crayons, nous avons dans un second temps mis en place la méthode de reconstruction fine de puissance à la suite du calcul DONJON. Une théorie permettant d'appliquer cette méthode pour notre schéma environné a également été proposée. En complément des calculs globaux, la RFP permet d'analyser l'impact local où finalement l'effet de l'environnement est le plus important. Elle permet également de localiser et quantifier le point chaud. De plus grâce aux calculs effectués sur clusters, les erreurs commises par la RFP en fonction du type d'assemblage, de son environnement et de son burnup peuvent désormais être validées par rapport à un calcul de transport de référence.

Suite aux résultats obtenus sans RFP, nous en sommes venus aux conclusions suivantes quant à la prise en compte de l'environnement pour les MOX :

- La longueur de campagne est raccourcie sur le plan de chargement étudié, car la concentration en bore critique est toujours inférieure. Cependant cela dépend en partie du burnup global moyen des MOX en début de cycle, puisqu'un burnup moyen inférieur à 8 GWj/t impliquerait une concentration en bore dans le cas environné supérieure et donc une longueur de campagne plus grande.
- La puissance dégagée par les MOX environnés est supérieure à celle des MOX infinis pour des burnups inférieurs à 20 GWj/t puis cette puissance devient inférieure pour des burnups plus élevés.

Ces deux phénomènes globaux peuvent être expliqués à partir des sections efficaces résultantes dans nos bibliothèques. D'une manière générale, les sections homogénéisées sont légèrement plus élevées, à burnup nul, dans le cas environné que dans le cas infini, à cause des effets de pondération du flux. Toutefois ces sections homogénéisées environnées deviennent très rapidement inférieures aux sections infinies à cause de l'évolution des concentrations isotopiques, dont l'effet est bien

supérieur aux effets de pondération. Cela traduit bien le fait que le MOX environné se consomme différemment à cause de son entourage d'UOX qui le nourrit en neutrons thermiques et ne produit pas autant de plutonium par capture neutronique. Ces différences plus avancées à un burnup élevé justifie la concentration en bore plus petite et la puissance plus faible.

Grâce à la reconstruction fine de puissance (RFP), le point chaud a pu être localisé sur le plan de chargement étudié. Ce dernier se situe sur un crayon de forte teneur du MOX, à la fois proche du bord où il est plus nourri par l'environnement, proche du centre du cœur où les flux sont les plus importants et proche d'un trou d'eau. Il est donc sur la deuxième rangée en diagonale d'un trou d'eau, ceux en face étant de teneur plus faible et proche de l'angle tourné vers le centre. Sa valeur n'est pas exacte par rapport à un hypothétique calcul en transport avec les mêmes options car la RFP rajoute des approximations. Nous pouvons toutefois estimer les erreurs commises sur la reconstruction des flux, et ainsi sur la puissance, grâce aux comparaisons effectuées sur clusters. Cependant ces estimations restent partielles du fait que nous ne possédons pas de référence en transport sur le cœur 3D.

En effet suite aux résultats des reconstructions des flux sur clusters, nous en sommes venus aux conclusions suivantes quant aux estimations sur la puissance de chaque assemblage, ainsi qu'au niveau des crayons :

- Tout d'abord le burnup de l'assemblage par rapport au burnup moyen entraînera des erreurs sur la RFP de l'ordre du %. La puissance des assemblages jeunes sera sous-estimée tandis que celle des vieux sera surestimée.
- Au niveau du type d'assemblage, cela dépend de son environnement dans le cœur et des bibliothèques utilisées. D'une manière générale, les puissances des UOX sont toujours sous-estimées par rapport à celles des MOX. Dans le cas des MOX, les interfaces MOX/UOX sont très surestimées dans le cas infini et bien reconstruites dans le cas environné. A l'inverse, les interfaces MOX/MOX sont bien reconstruites dans le cas infini et très sous-estimées dans le cas environné, d'autant plus avec la méthode itérative.

Il est à noter que ces tendances se cumulent.

Les différentes observations que nous avons faites suggèrent que, dans un cœur où peu de MOX sont présents ainsi qu'aucune interface MOX/MOX, la bibliothèque environnée du MOX améliore la nappe de puissance calculée. En effet ces bibliothèques environnées utilisent des sections reflétant mieux la réalité du MOX dans le cœur et la RFP donne de meilleures, voire d'excellentes estimations sur ces derniers.

Limitations et améliorations futures

Toutefois, avec la RFP environnée, nous avons légèrement dégradé les UOX, en particulier les frontières de ces derniers en bordure de MOX. Les coins des MOX opposés à d'autres MOX ne sont également pas bien pris en compte. Le fait de n'avoir que deux bibliothèques implique que les effets d'environnement ne sont pas tous correctement pris en compte. Il faut choisir lesquels privilégier en fonction de leur importance et de la configuration considérée.

Nous pouvons toutefois penser que l'on pourrait faire un schéma un peu plus précis sans trop augmenter le nombre de bibliothèques. En effet, H. Leroyer (Février 2009) avait proposé une étude par quarts d'assemblage coupés en diagonale pour mieux prendre en compte les frontières des UOX en bordure de MOX. Cependant les erreurs rajoutées sur ces UOX ne sont pas très importantes et cette méthode ne permettrait pas d'améliorer les coins où des problèmes de reconstruction apparaîtraient. De plus le point chaud étant sur un MOX pour le plan de chargement que nous avons étudié, il vaut mieux améliorer la reconstruction sur ces derniers.

Nous pouvons donc proposer une étude d'impact basée sur un schéma par quarts d'assemblage coupé en quatre carrés plutôt qu'en diagonale. Ce calcul permettrait tout d'abord de différencier les quarts d'assemblage proches du centre qui évoluent plus vite et avoir une discrétisation meilleure pour l'évolution qu'un simple split. Au niveau des MOX on pourrait ainsi distinguer les quarts opposés à un autre MOX de ceux opposés à un UOX. Deux bibliothèques environnées seulement seraient ainsi nécessaires, celle que nous utilisons déjà ainsi qu'une autre de type MUM. Pour les UOX, on peut éventuellement choisir de créer deux bibliothèques UMU et UUM, respectivement pour les coins entourés de deux MOX et ceux opposés à un MOX, et de garder tous les autres en milieu infini.

Au niveau de la reconstruction fine de puissance, le calcul des flux de structure fine pourrait poser problème pour ces nouvelles bibliothèques (MUM, UMU et UUM) dans le cas de la méthode itérative. Il faudrait voir si l'on converge bien vers une bonne solution en appliquant le même principe de déconvolution pour ces bibliothèques. De plus, quelle que soit la méthode choisie, il faudrait ensuite voir si des problèmes de continuité lors de la reconstruction des flux de structure fine sur les quatre quarts de l'assemblage se posent. Si de tels problèmes sont insurmontables, il sera toujours possible de prendre le flux de structure fine des bibliothèques en milieu infini pour l'UOX et de celle de type MUU pour les MOX, interpolé au burnup moyen des quatre quarts. Il s'agira quand même d'une amélioration potentielle du schéma de calcul.

Nous avons également vu que nous pouvons quantifier les erreurs de notre RFP sur les regroupements d'assemblages 3×3 et évaluer l'ordre de grandeur sur la configuration du cœur étudié. Cependant en estimant les valeurs absolues de la puissance, tous les choix des paramètres peuvent avoir un impact fort sur le résultat, alors qu'ils n'en ont pas forcément en relatif. Par exemple nous avons vu que le choix de la bibliothèque à 69 ou 172 groupes influe de manière significative sur l'évolution. Des études sur l'impact de certains paramètres ont déjà été faites par J. Le Mer (Août 2007). Il a montré qu'en effet le choix de la bibliothèque, de la discréétisation et des options de tracking étaient des paramètres ayant un impact fort sur les valeurs absolues des résultats.

Il pourrait être alors intéressant de développer un schéma mixte où l'évolution nominale serait effectuée en milieu environné, pour obtenir les bonnes concentrations isotopiques en fonction du burnup. Les calculs de reprise seraient effectués en milieu infini. Les flux de structure fine proviendraient d'un calcul en milieu infini, mais les sections efficaces homogénéisées tiendraient compte partiellement des effets d'environnement. Ceci permettrait d'améliorer potentiellement le schéma de calcul avec des gains attendus sur les assemblages MOX.

RÉFÉRENCES

- ASKEW J.R. (1972). A characteristics formulation of the neutron transport equation in complicated geometries. Rapport technique AEEW-M 1108, Atomic Energy Establishment, Winfrith, United Kingdom.
- ASKEW J.R., FAYERS F.J. ET KEMSELL P.B. (1966). A general description of the lattice code wims. *J. Brit. Nucl. Energy Soc.*, 5, 564.
- BELL G. ET GLASSTONE S. (1970). *Nuclear Reactor Theory*. VanNostret Reinhlod Co., New York.
- COURAU T. ET GIRARDI E. (Octobre 2008). Confidentiel. *Département SINETICS, EDF R&D*.
- DONNELLY J.V. (1986). A User's Manual for the Chalk River Version of WIMS. Rapport technique AECL-8955, Atomic Energy of Canada Limited, Chalk River, Ontario.
- GOLDSTEIN R. ET COHEN E. (1962). *Nucl. Sci. Eng.*, 13, 132.
- HOFFMAN A. ET AL. (1973). *APOLLO : Code Multigroupe de résolution de l'équation du transport pour les neutrons thermiques et rapides*. Note CEA-N-1610, Commissariat à l'énergie Atomique, France.
- HÉBERT A. (1981). Développement de la méthode SPH : Homogénéisation de cellules dans un réseau non uniforme et calcul des paramètres de réflecteur. Rapport technique CEA-N-2209, Commissariat à l'énergie Atomique.
- HÉBERT A. (2004). Revisiting the Stamm'ler Self-Shielding Method. *25th Annual Canadian Nuclear Society Conference*. Toronto. (Proceedings available on CD-Rom).
- HÉBERT A. ET MARLEAU G. (1991). Generalization of the Stamm'ler Method for the Self-Shielding of Resonant Isotopes in Arbitrary Geometries. *Nucl. Sci. Eng.*, 108, 230.
- KERKAR N. ET PAULIN P. (2008). *Exploitation des coeurs REP*. EDP Sciences Paris.
- LE MER J. (ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL) (Août 2007). *Simulations du comportement neutronique des REP en utilisant les codes Dragon et Donjon*. Mémoire de maîtrise.
- LE TELLIER R. (ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL) (2006). *Développement de la méthode des caractéristiques pour le calcul de réseau*. Thèse de doctorat.
- LEROYER H. (ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL) (Février 2009). *Calculs d'assemblages REP en environnement*. Mémoire de maîtrise.
- LIVOLANT M. ET JEANPIERRE F. (1974). Autoprotection des résonances dans les réacteurs nucléaires. application aux isotopes lourds. Rapport technique CEA-R-4533, Commissariat à l'Énergie Atomique.

MACFARLANE R.E. (1984). A code for Interfacing MATXS Cross-Section Libraries to Nuclear Transport Codes for Fusion Systems Analysis. Rapport technique LA-9863-MS, Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos.

MARLEAU G., HÉBERT A. ET ROY R. (Janvier 2010). A user guide for DRAGON version 4. Rapport technique IGE-294, École Polytechnique de Montréal.

PETROVIC I. ET BENOIST P. (1996). Bn theory : Advanced et new models for neutron leakage calculations. *Advances in Nuclear Science et Technology*, 24, 1–63.

ROY R. ET HÉBERT A. (2000). The GAN Generalized Driver. Rapport technique IGE-158, École Polytechnique de Montréal.

SEKKI D., HÉBERT A. ET CHAMBON R. (Janvier 2010). A user guide for DONJON version 4. Rapport technique IGE-300, École Polytechnique de Montréal.

STAMM'LER R.J.J. ET ABBATE J.M. (1983). *Methods of Steady-State Reactor Physics in Nuclear Design*. Academic Press, London.

ANNEXE A

CAS DE RECONSTRUCTION HYBRIDE

On étudie dans cette annexe le cas hybride de la reconstruction des flux sur le cluster MUU à 20 GWj/t, où le calcul du flux de diffusion est effectué avec la bibliothèque environnée de la méthode "simple" pour le MOX (car elle induit un flux de diffusion moins faible) et le flux de structure fine utilisé provient des bibliothèques du milieu infini.

Les résultats sont présentés à la figure A.1. Ces résultats sont à comparer à la figure 6.3 où la reconstruction correspond au schéma infini et à la figure 6.6 où elle correspond au schéma environné de la méthode simple.

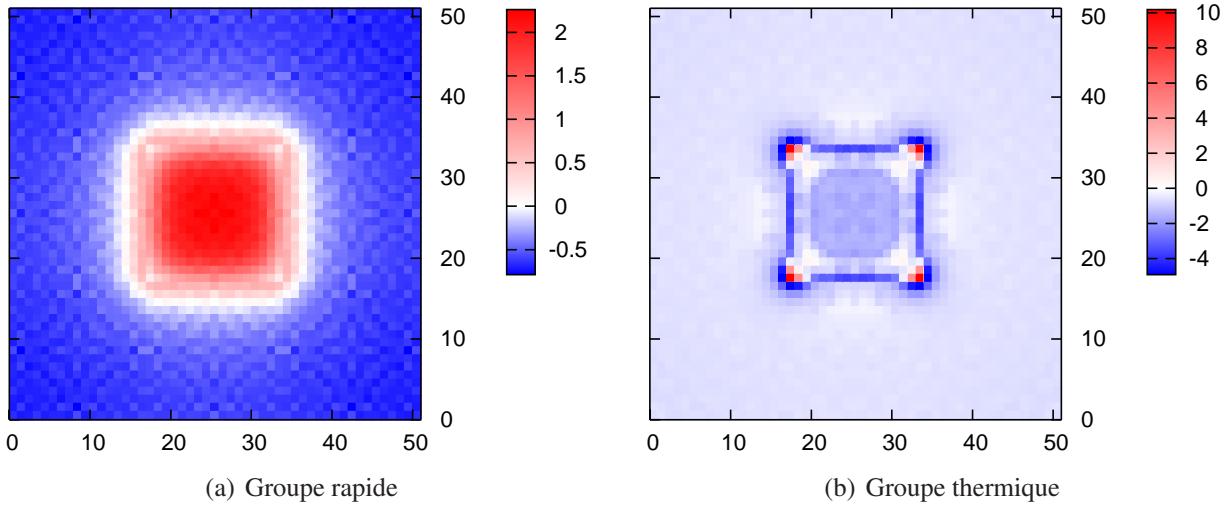


Figure A.1 Différences relatives du flux reconstruit de manière hybride par rapport au flux de transport pour le cluster M20 U20 U20.

Ce cas nous permet de comparer les valeurs relatives des flux de diffusion et des flux de structure fine pour ces deux schémas. Le cluster étant pris à 20 GWj/t, aucun impact dû au burnup ne se sera rajouté et les différences ne seront dues qu'au type de données utilisées.

Nous pouvons voir dans un premier temps, en comparant ces résultats à la figure 6.3 du schéma infini où les flux de structure fine du cluster utilisés sont identiques, que le flux de diffusion est inférieur dans tout le cluster pour le groupe thermique avec les bibliothèques environnées et sur les

UOX dans le groupe rapide mais qu'il est supérieur sur le MOX central dans ce dernier.

Ensuite, en comparant ces résultats à la figure 6.6 du schéma environné, où les flux de diffusion utilisés pour les reconstructions sont les mêmes, on observe que, dans le groupe rapide, le flux de structure fine du schéma infini est plus élevé et beaucoup moins régulier que celui du schéma environné. En effet sur les rangées-frontières l'erreur va de 0% dans les coins à 0.5% et monte à 2.2% au centre du MOX. Dans le cas du schéma environné, l'erreur est homogène et vaut +0.75% partout. Dans le groupe thermique, le flux de structure fine du schéma infini est par contre moins élevé et également plus irrégulier que celui du schéma environné. En effet l'erreur vaut en moyenne -4% sur les crayons des rangées-frontières excepté les crayons de coin et leurs voisins qui sont eux à +10 et +6%. Au centre l'erreur vaut -3% mais passe par des pics à 0% sur quelques crayons intérieurs. Au contraire l'erreur sur le schéma environné vaut -1% sur les rangées-frontières et monte à +0.5% au centre.

On peut expliquer le fait que le flux de structure fine de la bibliothèque en milieu infini ne soit pas régulier mais très ondulé par le zonage du MOX. En effet ce dernier implique que le calcul en milieu infini ne l'est pas vraiment pour ces crayons au bord car ils ne sont pas identiques au reste des crayons de l'intérieur, les rangées au bord de l'assemblage possèdent des teneurs plus faibles en plutonium.

Cela a pour effet de conserver, dans le flux de structure fine du schéma infini, l'environnement du MOX infini qui correspond à ces rangées à teneurs plus faibles. Elles font donc augmenter le flux de structure fine à l'intérieur de cet assemblage puisqu'il est moyenné à un sur ces frontières. De même, le fait d'avoir des teneurs différentes entre les crayons de coin et les crayons du reste de la frontière crée de grandes hétérogénéités à ce niveau lors de la moyenne. Tout ceci implique que lors d'une reconstruction hétérogène, cet environnement va être pris en compte deux fois et explique les erreurs de 3% au centre et des hétérogénéités importantes sur les rangées-frontières.

La figure A.2 présente les différences relatives entre le flux de structure fine infini et celui environné de la méthode itérative. Ce dernier sert de référence dans le calcul des différences. Celle-ci confirme l'ondulation du flux de structure fine infini, les fortes hétérogénéités sur les frontières ainsi que sa valeur moyenne trop élevée à l'intérieur.

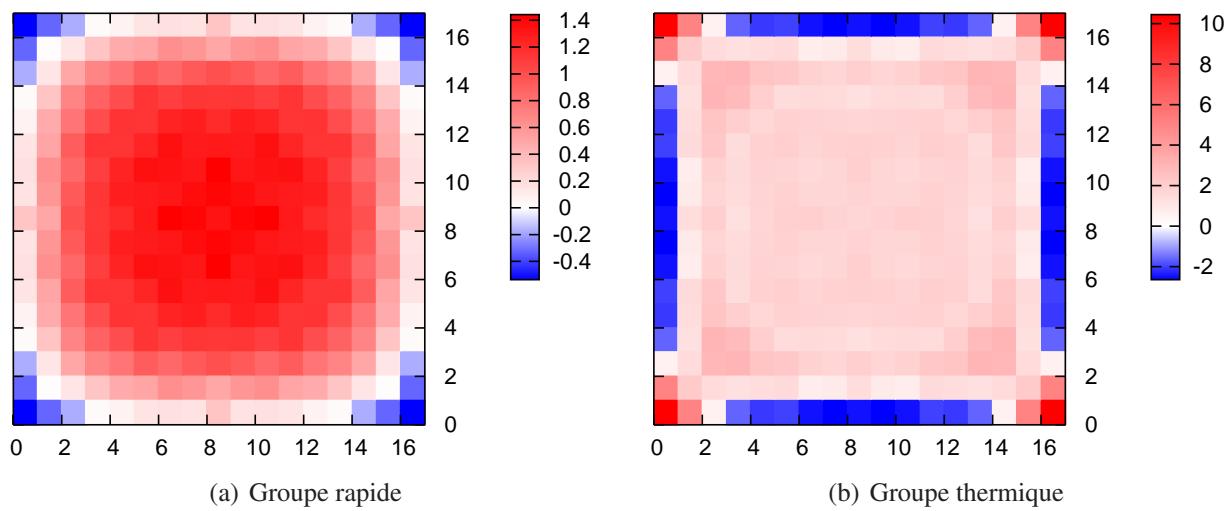


Figure A.2 Différences relatives du flux de structure fine infini par rapport à celui environné de la méthode itérative pour un burnup de 20 GWj/t.

ANNEXE B

FICHIERS DRAGON POUR LA CRÉATION DES BIBLIOTHÈQUES

Fichier d'entrée principal

Nous avons deux fichiers d'entrée principaux pour les calculs en transport nécessaires aux créations de nos bibliothèques : Assmb.x2m pour celles en milieu infini et MUU.x2m pour celle environnée.

Nous présentons ci-dessous le début du fichier MUU.x2m, que nous pouvons facilement modifier si l'on choisit de calculer la bibliothèque avec de nouveaux paramètres, ou si l'on veut calculer les références en transport pour d'autres clusters, comme nous en avons eu besoin pour la validation de notre méthode de RFP dans la section 6.3.

```
*-----
*   Name          : MUU.x2m
*   Type          : DRAGON entry file
*   Use           : Creation of the multicompo files for a Mox with
*                   fixed 20Gw/t UOX environment
*   Author        : C. Bodin
*   Date          : 2010/01/27
*   Reference     : EDF-EPM
*
*   Parameters of the simulation :
*       - 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 2 for iaea172
*       - CBorEN   : Boron density (ppm) for the nominal evolution
*       - 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
```

```

*      - TrkDens : Density of the tracking (cm^-1)
*          o Good values : 5,10,20,30,40,50
*      - StepShi : Decides when the self shielding calculation has to be
*                      done, every "StepShi" of the flux calculation.
*-----
INTEGER Library := 1           ;

STRING Assmb1 Assmb2 Assmb3 := "M" "U" "U" ;
INTEGER BuAssmb1 BuAssmb2 BuAssmb3 := 0 20 20 ;
REAL   CBorEN   := 500.0       ;
STRING BCtrk    := "TISO"      ;
STRING BCtrks   := "TISO"      ;
INTEGER NbAngles := 12         ;
REAL   TrkDens  := 10.0        ;
INTEGER StepShi := 1           ;

PROCEDURE     MUUXFA UXB UXC MXA ;
PROCEDURE     geoRgSPHAS geoRgSPHCr GetMix NomEvoRgpmt RepriseRgpt ;

```

Description des procédures utilisées

Nous décrivons ci-dessous les procédures nécessaires aux différents calculs :

- BU.dds BM.dds : Ces fichiers servent à initialiser les concentrations isotopiques des combustibles à un temps initial de 2 jours. Cela permet principalement de mettre la concentration initiale en Xénon à l'équilibre.
- UXFA.c2m, MXFA.c2m et MUUXFA.c2m : Ces procédures servent à analyser la géométrie de l'assemblage ou du cluster pour le calcul du flux.
- UXA.c2m, MXA.c2m, UXB.c2m et UXC.c2m : Ces procédures servent à analyser la géométrie des assemblages pour le calcul d'auto-protection.
- GetMix.c2m : Cette procédure permet de définir la MICROLIB que l'on va utiliser. Cette procédure nous permet de choisir une bibliothèque à 69 ou 172 groupes.
- NomEvoAssmb.c2m et NomEvoRgpmt.c2m : Ces procédures servent à effectuer le calcul de l'évolution nominale pour l'assemblage en milieu infini ou le cluster en milieu environné.
- RepriseAs.c2m et RepriseRgpt.c2m : Ces procédures servent à effectuer les calculs de reprise pour l'assemblage en milieu infini ou le cluster en milieu environné.
- geoAsSPHAS.c2m, geoAsSPHCr.c2m, geoRgSPHAS.c2m et geoRgSPHCr.c2m : Ces procédures servent à créer les géométries équivalentes de l'assemblage ou du cluster pour l'homogénéisation assemblage par assemblage et crayon par crayon.

ANNEXE C

FICHIERS DONJON POUR LES CALCULS DE CŒUR EN DIFFUSION

Fichier d'entrée principal

Le fichier d'entrée principal est le même pour tous les calculs de cœur en diffusion quelque soit le schéma. Il suffit de changer les options du début correspondant au calcul désiré. Le début de ce dernier est présenté ci-dessous avec les différentes options possibles.

```

*-----
*   Name      : EvoCoeur.x2m
*   Type      : DONJON entry file
*   Use       : Evolution du coeur en diffusion avec homogeneise par
*                 assemblage et condense a 2 groupes.
*   Author    : C. Bodin
*   Date      : 2010/01/27
*   Reference : EDF-EPM
*
*
*   Parameters of the simulation :
*       - Library  : Library used in the Rgpmt evolution
*                     o cf GetMix.c2m for the details. 1 for iaea69 2 for iaea172
*       - TypeEnv  : Type of the environnement for the central assmb
*                     o "INF" for the infinite medium calculus
*                     o "ENV" for the environnement medium calculus
*       - CBcrit   : Recherche ou non de la CBore critique pour la RFP
*-----
INTEGER Library := 1      ;
STRING  TypeEnv := "INF" ;
STRING  RFP     := "OUI" ;
STRING  CBcrit  := "OUI" ;
INTEGER IterRFP := 1      ; ! en jepp: jour equivalence pleine puissance

PROCEDURE geoCoeur fmapCoeur FindCBore GetMacRef ;
PROCEDURE geoCoeur17 fmapCoeur17 FindCBore17 GetMacro17 ;

```

Description des procédures utilisées

Nous décrivons ci-dessous les procédures nécessaires aux différents calculs :

- geoCoeur.c2m et geoCoeur17.c2m : Ces procédures servent à créer la géométrie du cœur pour l'évolution et pour le calcul plus précis pour la RFP, lors de l'itération choisie.
- fimapCoeur.c2m et fimapCoeur17.c2m : Ces procédures servent à créer la carte de combustible du cœur dans les deux cas.
- GetMacRef.c2m : Cette procédure sert à créer la MACROLIB du réflecteur.
- GetMacro.c2m et GetMacro17.c2m : Ces procédures servent à créer la MACROLIB du combustible.
- FindCBore.c2m et FindCBore17.c2m : Ces procédures servent à trouver la concentration en bore critique du cœur.